01;04;09

Отражение и поглощение высокочастотного излучения турбулентной плазмой

© К.Н. Овчинников, С.А. Урюпин

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Россия
e-mail: uryupin@sci.lebedev.ru

(Поступило в Редакцию 17 июля 2008 г.)

Изучено отражение и поглощение линейно поляризованной волны плазмой с развитой ионно-звуковой турбулентностью. Установлены зависимости коэффициента поглощения и параметров Стокса отраженной эллиптически поляризованной волны от анизотропной эффективной частоты столкновений электронов.

PACS: 52.35.Qz, 52.38.Dx

Введение

Явление проникновения электромагнитного поля в плазму в условиях возбуждения ионно-звуковой неустойчивости давно привлекает внимание специалистов (см., например, [1–4]). На начальном этапе исследований при описании процесса проникновения поля использовались сравнительно простые модельные представления о проводимости неизотермической турбулентной плазмы. С появлением достаточно разработанной аналитической теории ионно-звуковой турбулентности [5] появилась возможность количественного описания пространственно-временной эволюции проникновения поля. Такая возможность реализована в работах [6,7] применительно к воздействию на неизотермическую плазму квазистационарного электрического поля сравнительно большой напряженности.

В отличие от работ [6,7] в настоящем сообщении изучено поглощение и отражение высокочастотного излучения плазмой, находящейся в порождающем ионно-звуковую турбулентность сильном постоянном электрическом поле. Частота излучения считается меньшей ленгмюровской, но большей эффективной частоты рассеяния электронов на ионно-звуковых пульсациях плотности заряда. Время изменения турбулентного состояния считается много большим периода изменения высокочастотного поля. В этих условиях дано описание проникновения высокочастотного поля в анизотропную турбулентную плазму. Найден комплексный коэффициент отражения линейно поляризованной электромагнитной волны и показано, что при отражении она трансформируется в эллиптически поляризованную волну. Установлены явные зависимости коэффицента поглощения и параметров Стокса отраженной эллиптически поляризованной волны от турбулентных частот столкновений электронов. Показано, что степень анизотропии коэффициента поглощения и параметры Стокса существенно зависят от вида распределения плотности числа ионно-звуковых волн по углам волновых векторов.

1. Основные соотношения

Примем, что неизотермическая плазма, занимающая полупространство $x > 0$, находится в постоянном электрическом поле $\mathbf{E}_0 = (0, 0, E_0)$, под воздействием которого устанавливается состояние с развитой ионно-звуковой турбулентностью. Рассмотрим взаимодействие такой плазмы с линейно поляризованной электромагнитной волной, распространяющейся вдоль оси OX.

Электромагнитное поле волны представим в виде

$$\mathbf{E}^{(i)}(x, t) = \mathbf{E}^{(i)} \sin(\omega t - k_o x), \tag{1}$$

где $\omega = k_0 c$, ω — частота, k_0 — волновое число, c — скорость света. Вектор напряженности электрического поля

$$\mathbf{E}^{(i)} = (0, E_y^{(i)}, E_z^{(i)})$$

направлен вдоль поверхности плазмы и имеет компоненты как вдоль, так и поперек постоянного поля $\mathbf{E}_0$. Полагая, что основное состояние плазмы изменяется слабо за период $2\pi/\omega$, а воздействие поля $\mathbf{E}^{(i)}$ можно описывать в линейном приближении, поле в плазме запишем в виде

$$\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}(x, t) = \mathbf{E}_0 + \frac{1}{2}\left[\mathbf{E}(x)\exp(-i\omega t) + c.c.\right], \tag{2}$$

где $\mathbf{E}(x) = \big(0, E_y(x), E_z(x)\big)$.

Вне плазмы наряду с падающей волной имеется отраженная, электрическое поле которой естественно представить в виде

$$\frac{1}{2}\left[\mathbf{E}^{(r)}\exp(-i\omega t - ik_0 x) + c.c.\right], \tag{3}$$

где $\mathbf{E}^{(r)} = (0, E_y^{(r)}, E_z^{(r)})$. Магнитное и электрическое поля связаны уравнением

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \tag{4}$$

Тангенциальные компоненты полей непрерывны на границе плазмы. Принимая во внимание соотношения (1)–(4), при $x = 0$ имеем следующие граничные условия:

$$iE_\alpha^{(i)} + E_\alpha^{(r)} = E_\alpha(0), \quad \alpha = (y, z), \tag{5}$$

$$k_0\big(E_\alpha^{(i)} + iE_\alpha^{(r)}\big) = -\frac{d}{dx} E_\alpha(x)\big|_{x=0}, \tag{6}$$

где $E_\alpha(0) = E_\alpha(x = 0)$. Представив плотность тока в виде

$$\mathbf{j}(x, t) = \frac{1}{2}\mathbf{j}(x)\exp(-\omega t) + c.c., \tag{7}$$

для определения поля в плазме получим уравнение

$$\frac{d^2}{dx^2}\mathbf{E}(x) + k_0^2\mathbf{E}(x) = -\frac{4\pi i\omega}{c^2}\mathbf{j}(x). \tag{8}$$

Явное решение уравнения (8) зависит от вида материального уравнения, определяющего связь плотности тока $\mathbf{j}(x)$ с полем $\mathbf{E}(x)$.

Комплексный коэффициент отражения α-компоненты поля R_α определяется отношением соответствующих компонент поля отраженной и падающей волн

$$R_\alpha = E_\alpha^{(r)}/E_\alpha^{(i)} \equiv |R_\alpha|\exp(i\Psi_\alpha), \tag{9}$$

где Ψ_α — сдвиг фазы отраженной волны. Важной характеристикой отраженной волны является разность сдвигов фаз y- и z-компонент поля

$$\Psi = \Psi_z - \Psi_y. \tag{10}$$

Если разность фаз Ψ отлична от нуля, то падающая на турбулентную плазму линейно поляризованная волна отражается в виде эллиптически поляризованной волны. Коэффициент поглощения описывается соотношением

$$A = 1 - \big(|R_z|^2\cos^2\varphi + |R_y|^2\sin^2\varphi\big), \tag{11}$$

где φ — угол между вектором напряженности поля падающей волны $\mathbf{E}^{(i)}$ и направлением оси анизотропии турбулентной плазмы, которое задается полем $\mathbf{E}_0$.

2. Высокочастотная проводимость

Рассмотрим важный предельный случай, когда частота падающего поля ω столь велика, что за период колебаний поля спектр ионно-звуковой турбулентности не успевает измениться, а электрон не успевает рассеяться на ионно-звуковых шумах

$$\omega\tau_t \gg 1, \quad \omega \gg \nu_{\text{eff}}, \tag{12}$$

где τ_t — время изменения квазистационарного состояния ионно-звуковой турбулентности, а ν_{eff} — эффективная частота рассеяния электронов. Будем предполагать также выполненным условие

$$\frac{\omega_{Le}}{\omega}\frac{v_{Te}}{c} \ll 1, \tag{13}$$

где ω_{Le} — электронная ленгмюровская частота, v_{Te} — тепловая скорость электронов плазмы. В этих условиях уравнение для определения поправки к функции распределения электронов

$$(1/2)\delta f\exp(-i\omega t) + c.c.,$$

обусловленной высокочастотным полем, имеет вид [9]

$$\left(-i\omega - \frac{\partial}{\partial v_\alpha}\mathscr{D}_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial v_\beta}\right)\delta f = -\frac{e\mathbf{E}}{m_e}\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}}, \tag{14}$$

где $\delta f = \delta f(\mathbf{v})$, e и m_e — заряд и масса электрона, f_0 — анизотропная функция распределения электронов, отвечающая квазистационарному состоянию в отсутствие высокочастотного поля, а $\mathscr{D}_{\alpha\beta}$ — тензор квазилинейной диффузии, определяемый соотношением (см., например, [5])

$$\mathscr{D}_{\alpha\beta} = \frac{e^2}{2\pi m_e^2}\int d\mathbf{k}\,\frac{k_\alpha k_\beta}{k^2}\frac{\omega_s^3}{\omega_{Li}^2}N(\mathbf{k})\delta(\omega_s - \mathbf{kv}), \tag{15}$$

где

$$\omega_s = kv_s\Big/\sqrt{1 + k^2r_{De}^2}$$

— частота, $v_s = \omega_{Li}r_{De}$ — скорость ионного звука, $r_{De} = v_{Te}/\omega_{Le}, \omega_{Li}$ — ленгмюровская частота ионов, $N(\mathbf{k})$ — распределение плотности числа ионно-звуковых волн по волновым векторам $\mathbf{k}$. Будем искать решение уравнения (14) в виде разложения по малому параметру ν_{eff}/ω, где $\nu_{\text{eff}} \sim \mathscr{D}_{\alpha\beta}/v^2$,

$$\delta f = \delta f_0 + \delta f_1 + \dots. \tag{16}$$

Тогда в нулевом и первом приближениях находим

$$\delta f_0 = \frac{e\mathbf{E}}{im_e\omega}\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}},$$

$$\delta f_1 = \frac{e}{m_e\omega^2}\frac{\partial}{\partial v_\alpha}\mathscr{D}_{\alpha\beta}\frac{\partial}{\partial v_\beta}\left(\mathbf{E}\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}}\right). \tag{17}$$

Примем, что в квазистационарном состоянии f_0 слабо отличается от $f_m(v)$ — максвелловской функции распределения. В соответствии с определением плотности тока

$$j_\alpha = e\int d\mathbf{v}v_\alpha\delta f = \sigma_{\alpha\beta}E_\beta$$

из (17) имеем два вклада в тензор проводимости $\sigma_{\alpha\beta}$:

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(0)} = \delta_{\alpha\beta}\frac{i\omega_{Le}^2}{4\pi\omega},$$

$$\sigma_{\alpha\beta}^{(1)} = \left(\frac{e^2}{m_e\omega}\right)^2\frac{f_m(v=0)}{m_e\omega_{Li}^2}\int d\mathbf{k}\,\frac{k_\alpha k_\beta}{k^3}\omega_s^3N(\mathbf{k}). \tag{18}$$

При получении (18) было учтено, что $\omega_s \ll |\mathbf{kv}|$ и отличием аргумента δ-функции от $\mathbf{kv}$ можно пренебречь. Согласно [5], при существенном превышении порога неустойчивости распределение плотности числа ионно-звуковых волн имеет вид

$$N(\mathbf{k}) = \frac{4\pi n_e\varkappa T_e}{v_{Ti}^2}\frac{\gamma_s(k)}{k^5}\left(\frac{\omega_s}{kv_s}\right)^3\left[\ln\left(\frac{\omega_{Li}}{\omega_s}\right) - \frac{1}{2}\left(\frac{\omega_s}{kv_s}\right)^2 - \frac{1}{4}\left(\frac{\omega_s}{kv_s}\right)^4\right]\Phi(\cos\vartheta_{\mathbf{k}}), \quad \cos\vartheta_{\mathbf{k}} \geq 0, \tag{19}$$

где n_e и T_e — плотность и температура электронов, v_{Ti} — тепловая скорость ионов, $\varkappa$ — постоянная Больцмана,

$$\gamma_s(k) = \sqrt{\pi/8}\, k v_s \omega_{Li}/\omega_{Le}.$$

Функция $\Phi(\cos\vartheta_{\mathbf{k}})$ описывает распределение ионно-звуковых волн по углам волнового вектора $\mathbf{k}$. Вид этой функции зависит от величины параметра

$$K_N = 6\pi R(n_e m_e v_s \omega_{Li})^{-1}(r_{Di}/r_{De})^2,$$

$\mathbf{R} = en_e\mathbf{E}_0 = (0, 0, R)$, $R > 0$. Принимая во внимание соотношение (19), для линейной по ν_{eff} поправки к проводимости имеем

$$\sigma^{(1)}_{\alpha\beta} = \frac{3\ln 2 + 29/64}{256}\frac{\omega^3_{Le}}{\omega^2}\frac{v_s^3}{v_{Te}v^2_{Ti}} \times \left\{\frac{1}{2}(M_0 - M_2)(\delta_{\alpha\beta} - n_\alpha n_\beta) + M_2 n_\alpha n_\beta\right\}, \quad (20)$$

где $n_\alpha = R_\alpha/R$ — компонента единичного вектора, задающего направление анизотропии, M_n — моменты функции $\Phi(x)$,

$$M_n = \int\limits_0^1 dx x^n \Phi(x).$$

Явный вид моментов зависит от величины параметра K_N. При $K_N \ll 1$: $M_0 \simeq (\alpha_\varepsilon + \varepsilon)/2$; $M_2 \simeq (\alpha_\varepsilon - \varepsilon)/2$, где $\alpha_\varepsilon \simeq -\ln 2/\ln(4K_N/3\pi)$, $\varepsilon \simeq 4K_N/(3\pi\alpha_\varepsilon)$; а при $K_N \gg 1$: $M_0 \simeq 2.04\sqrt{K_N}$, $M_2 \simeq 1.10\sqrt{K_N}$ [5,8,9].

Тензор проводимости (20) позволяет записать плотность тока, порождаемую высокочастотным полем, в виде

$$j_\alpha = \frac{i\omega^2_{Le}}{4\pi\omega}\left[\left(1 - i\frac{\nu_z}{\omega}\right)n_\alpha n_\beta + \left(1 - i\frac{\nu_\perp}{\omega}\right)(\delta_{\alpha\beta} - n_\alpha n_\beta)\right]E_\beta, \quad (21)$$

где ν_z и $\nu_\perp$ — продольная и поперечная эффективные частоты столкновений

$$\begin{bmatrix}\nu_z\\ \nu_\perp\end{bmatrix} = \frac{3\ln 2 + 29/64}{64}\frac{\pi\omega_{Le}v_s^3}{v_{Te}v^2_{Ti}}\begin{bmatrix}M_2\\ \frac{1}{2}(M_0 - M_2)\end{bmatrix}. \quad (22)$$

Частоты столкновений (22) отличаются от полученных в [10] численным коэффициентом, возникающим в результате интегрирования по волновым числам спектра (19), который при $kr_{De} \gtrsim 1$ отличается от использованного в [10] спектра Кадомцева–Петвиашвили. В пределе $K_N \ll 1$ входящие в (22) величины моментов M_0 и M_2 также отличаются от приведенных в [10]. Это отличие обусловлено использованием более точного, полученного в [8] (см. также [11]), распределения шумов по углам волнового вектора.

3. Проникновение, отражение и поглощение излучения

Подставив выражение для плотности тока (21) в (8), получим уравнения для двух компонент поля в плазме. Найдем решение этих уравнений в условиях, когда частота падающей волны ω удовлетворяет неравенствам

$$\omega_{Le} > \omega, \quad \omega_{Le} - \omega \gg \nu_\alpha\omega_{Le}/\omega, \quad \alpha = (y, z), \quad (23)$$

где $\nu_\alpha \ll \omega$, $\nu_y = \nu_\perp$. Отвечающее граничным условиям (5) и (6) решение уравнения (8) имеет вид

$$E_\alpha(x) = \frac{2k_0}{\varkappa_\alpha - ik_0}E^{(i)}_\alpha \exp(-\varkappa_\alpha x), \quad (24)$$

где $\varkappa_\alpha = \varkappa'_\alpha - i\varkappa''_\alpha$, а действительная $\varkappa'_\alpha$ и мнимая $\varkappa''_\alpha$ части равны

$$\varkappa'_\alpha = \frac{1}{c\sqrt{2}}\left[\sqrt{(\omega^2_{Le} - \omega^2)^2 + \omega^4_{Le}\nu^2_\alpha\omega^{-2}} + \omega^2_{Le} - \omega^2\right]^{1/2} \simeq \frac{\sqrt{\omega^2_{Le} - \omega^2}}{c}\left[1 + \frac{\nu^2_\alpha\omega^4_{Le}}{8\omega^2(\omega^2_{Le} - \omega^2)^2}\right], \quad (25)$$

$$\varkappa''_\alpha = \frac{1}{c\sqrt{2}}\left[\sqrt{(\omega^2_{Le} - \omega^2)^2 + \omega^4_{Le}\nu^2_\alpha\omega^{-2}} - \omega^2_{Le} + \omega^2\right]^{1/2} \simeq \frac{\nu_\alpha\omega^2_{Le}}{2\omega c\sqrt{\omega^2_{Le} - \omega^2}} \ll \varkappa'_\alpha. \quad (26)$$

Следуя определению (9) из (24) и граничных условий (5) и (6), находим комплексный коэффициент отражения

$$R_\alpha = -\frac{\varkappa'_\alpha + i(k_0 - \varkappa''_\alpha)}{\varkappa'_\alpha - i(k_0 + \varkappa''_\alpha)} \equiv |R_\alpha|\exp(i\Psi_\alpha). \quad (27)$$

Принимая во внимание соотношения (9), (11) из (25)–(27), находим коэффициент поглощения

$$A = \frac{4k_0\varkappa''_z\cos^2\varphi}{(\varkappa'_z)^2 + (k_0 + \varkappa''_z)^2} + \frac{4k_0\varkappa''_y\sin^2\varphi}{(\varkappa'_y)^2 + (k_0 + \varkappa''_y)^2} \simeq \frac{2}{\sqrt{\omega^2_{Le} - \omega^2}}(\nu_z\cos^2\varphi + \nu_y\sin^2\varphi). \quad (28)$$

Из 25–(27) не представляет труда найти сдвиг фазы отраженной волны Ψ_α (9). Линейные по ν_α/ω поправки не дают вклада в Ψ_α. Удерживая поправки квадратичные по ν_α/ω, в условиях (23) из (25)–(27) находим

$$\Psi_\alpha = \operatorname{arctg}\left[\frac{(\varkappa'_\alpha)^2 + (\varkappa''_\alpha)^2 - k_0^2}{-2k_0\varkappa'_\alpha}\right] \simeq \operatorname{arctg}\left[-\frac{\omega^2_{Le} - 2\omega^2}{2\omega\sqrt{\omega^2_{Le} - \omega^2}} - \frac{\nu^2_\alpha}{\omega^2}\frac{\omega^4_{Le}(3\omega^2_{Le} - 2\omega^2)}{16\omega(\omega^2_{Le} - \omega^2)^{5/2}}\right]. \quad (29)$$

Отсюда, следуя определению разности сдвига фаз (10), с точностью до слагаемых квадратичных по ν_α находим

$$\Psi \simeq \frac{3\omega^2_{Le} - 2\omega^2}{4\omega(\omega^2_{Le} - \omega^2)^{3/2}}(\nu^2_\perp - \nu^2_z). \quad (30)$$

Как уже отмечалось, если разность сдвигов фаз Ψ отлична от нуля, то отраженная волна будет эллиптически поляризованной. Для описания свойств эллиптически поляризованной волны используют параметры Стокса S_0, S_1, S_2, S_3 [12]. Приведем их для отраженной волны:

$$S_0 = |E_y^{(r)}|^2 + |E_z^{(r)}|^2 \simeq |\mathbf{E}^{(i)}|^2 \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\omega_{Le}^2 - \omega^2}}(\nu_z \cos^2\varphi + \nu_\perp \sin^2\varphi)\right], \tag{31}$$

$$S_1 = |E_y^{(r)}|^2 - |E_z^{(r)}|^2 \simeq |\mathbf{E}^{(i)}|^2 \times \left[-\cos(2\varphi) - \frac{2}{\sqrt{\omega_{Le}^2 - \omega^2}}(\nu_\perp \sin^2\varphi - \nu_z \cos^2\varphi)\right], \tag{32}$$

$$S_2 = 2|E_y^{(r)}||E_z^{(r)}| \cos\Psi \simeq |\mathbf{E}^{(i)}|^2 \sin(2\varphi)\left[1 - \frac{\nu_z + \nu_\perp}{\sqrt{\omega_{Le}^2 - \omega^2}}\right], \tag{33}$$

$$S_3 = 2|E_y^{(r)}||E_z^{(r)}| \sin\Psi \simeq |\mathbf{E}^{(i)}|^2 \sin(2\varphi)\frac{3\omega_{Le}^2 - 2\omega^2}{4\omega(\omega_{Le}^2 - \omega^2)^{3/2}}(\nu_\perp^2 - \nu_z^2). \tag{34}$$

Согласно соотношениям (28) и (30)–(34), поведение коэффициента поглощения, разности сдвигов фаз и параметров Стокса существенно зависит от величины эффективных частот столкновений ν_z и $\nu_\perp$. Частоты ν_z и $\nu_\perp$ (22) отличаются в меру отличия момента M_2 от разности $(M_0 - M_2)/2$. При $K_N \ll 1$, $(M_0 - M_2)/2 \simeq \varepsilon/2 \ll M_2 \simeq \alpha_\varepsilon/2$, т.е. $\nu_z \gg \nu_\perp$ и относительно велико изменение коэффициента поглощения при изменении угла φ между направлением поляризации падающей волны $\mathbf{E}^{(i)}$ и направлением анизотропии турбулентных пульсаций $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$. Разность сдвига фаз Ψ и параметры Стокса S_2 и S_3 в основном определяются частотой ν_z. Влияние $\nu_\perp$ на S_0, S_1 и A сказывается лишь в узком интервале углов φ, когда

$$|\pi/2 - \varphi| \lesssim \sqrt{\nu_\perp/\nu_z} \simeq \varepsilon/\alpha_\varepsilon \simeq (4K_N/3\pi)[\ln(4K_N/3\pi)]^2(\ln 2)^{-2} \ll 1.$$

Для таких углов коэффициент поглощения минимален и пропорционален $\nu_\perp$. Если $K_N \gg 1$, то $(M_0 - M_2)/2 \simeq 0.47\sqrt{K_N}$ примерно в два раза меньше $M_2 \simeq 1.10\sqrt{K_N}$. Тем самым невелико численное отличие ν_z и $\nu_\perp$. Анизотропия в поглощении выражена не столь ярко, как при $K_N \ll 1$, хотя по-прежнему, весьма существенна. Это же относится и к поведению поправок к параметрам Стокса S_0 и S_1. Значения Ψ, S_2 и S_3 зависят от обеих частот ν_z и $\nu_\perp$.

4. Заключение

Приведенные выше закономерности отражения линейно поляризованного высокочастотного излучения турбулентной плазмой позволяют видеть перспективу определения турбулентных частот столкновений электронов по изучению параметров отраженной волны. Установленные в работе новые зависимости поглощения монохроматического излучения представляют интерес для выбора оптимальных условий дополнительного высокочастотного нагрева турбулентной плазмы сильноточных разрядов. Явные зависимости оптических характеристик плазмы и отраженного излучения от параметров среды получены для неизотермической плазмы с ионно-звуковой турбулентностью, порождаемой сильным постоянным электрическим полем. Столь детальное описание оказалось возможным благодаря наличию весьма полной количественной теории турбулентного состояния неизотермической плазмы с током. Без детализации явного вида эффективных частот столкновений электронов установленные выше закономерности поглощения и отражения имеют достаточно универсальный характер и относятся к плазмам, содержащим анизотропные низкочастотные турбулентные пульсации плотности заряда и иной физической природы.

Список литературы

[1] *Adlam J.H., Holmes L.S.* // Nuclear Fusion. 1963. Vol. 3. N 1. P. 62–74.

[2] *Брейзман Б.Н., Мирнов В.В., Рютов Д.Д.* // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 10. С. 1817–1821.

[3] *Sizonenko V.L., Stepanov K.N.* // Nuclear Fusion. 1970. Vol. 10. N 1. P. 155–162.

[4] *Hirose A., Pickaar H.W., Skarsgard H.M.* // Nuclear Fusion. 1976. Vol. 16. N 6. P. 963–969.

[5] *Bychenkov V.Yu., Silin V.P., Uryupin S.A.* // Phys. Rep. 1988. Vol. 164. N 3. P. 119–215.

[6] *Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А.* // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 29–36.

[7] *Овчинников К.Н., Силин В.П., Урюпин С.А.* // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 11. С. 25–30.

[8] *Силин В.П.* // Кр. сообщения по физике ФИАН. 1987. Вып. 10. С. 55–57.

[9] *Silin V.P., Uryupin S.A.* // Physica Scripta. 1990. Vol. 42. P. 239–247.

[10] *Силин В.П.* // Кр. сообщения по физике ФИАН. 1983. Вып. 5. С. 59–61.

[11] *Силин В.П., Урюпин С.А.* Плазменная электроника. Сб. начн. тр. Киев: Наукова думка, 1989. С. 243–252.

[12] *Ахманов С.А., Никитин С.Ю.* Физическая оптика. М.: МГУ, 1998. 34 с.