

ԻՌՆՈՒՈՐՏԻ ԴԻՆԱՄՈ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ ՄԵՐՁԵՐԿՐՅԱ ՏԻԵՋԵՐԱԿԱՆ  
ՏԱՐԱԾՈՒԹՅԱՆ ԼՐԻՎ ՄՈԴԵԼԻ ՀԱՄԱՐ ԲԱՐՁՐ ԵՎ ՉԱՓԱՎՈՐ  
ԼԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՒՄ

ՅՈՒ. Ս. ՎԱՐԳԱՆՅԱՆ

*Երկրի անվերջ էլեկտրահաղորդականության մոտախորհված բարձր և շափավոր լայնություններում դիտարկված է մերձեկրյա տիեզերական տարածության բաղմաշերտ մոդել՝ հաշվի առնված ամբիպոլյար դիֆուզիայի պրոցեսները խոնարհով վերին շերտերում:*

A THEORY OF IONOSPHERIC DYNAMO FOR COMPLETE  
MODEL OF TERRESTRIAL SPACE AT HIGH AND  
MEDIUM LATITUDES

YU. S. VARDANYAN

A multi-layer model of terrestrial cosmic space at high and medium latitudes is considered in the approximation of infinite conductivity of the Earth taking into account the ambipolar diffusion processes in upper layers of ionosphere.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 3, стр. 174—178 (1992).

УДК 535.14;530.182

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО ЛАЗЕРА

С. Г. ОГАНЕСЯН, С. В. АБАДЖЯН

НПО «Лазерная техника». ЕГУ

(Поступила в редакцию 15 мая 1991 г.)

Развита теория черенковского лазера с учетом многофотонных процессов. Получены выражения для параметра насыщения усиления. Этот результат подтвержден численными расчетами.

В работах [1, 2] развиты классическая и квантовая теории черенковского лазера в линейном по полю приближении. Показано, что механизм усиления связан с тем, что в процессах излучения и поглощения участвуют электроны с разными энергиями. Ясно, что выражения для коэффициента усиления, полученные в этих работах справедливы, если интенсивность усиливаемой волны невелика.

В работе [3] развита нелинейная теория черенковского лазера в случае, когда пучок частиц моноэнергетичен и имеет скорость несколько большую скорости волны. В этом случае механизм усиления связан с тем, что средняя скорость электронов, попавших в режим захвата, равна скорости волны. Если размер области усиления подобран соответствующим образом, то электроны передают часть своей кинетической энергии в волну. Отметим, что эта же энергия определяет насыщение усиления.

Аналогичный анализ механизма насыщения развит в случае лазера, основанного на коротком ондуляторе [4, 5]. Отметим, что в работе [6] получено выражение для коэффициента усиления длинного ондулятора с помощью экстраполяции известных выражений в области сильных и слабых полей.

В настоящей работе развита нелинейная теория черенковского лазера в случае, когда пучок электронов имеет гауссов разброс по энергиям

$$f_0(E_0) = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta} \exp \left\{ -4 \ln 2 \left( \frac{E_0 - \bar{E}}{\Delta} \right)^2 \right\}, \quad (1)$$

а область взаимодействия частиц и поля велика. Пусть электромагнитная волна линейно поляризована вдоль оси  $x$  и распространяется в среде с показателем преломления  $n$  вдоль оси  $z$

$$A_x = \frac{\tilde{A}(z)}{2} \exp [i(kz - \omega t)] + \text{к.с. .}$$

Предположим, что амплитуда поля  $\tilde{A}(z)$  медленно зависит от координаты  $z$  ( $\frac{d\tilde{A}}{dz} \ll k\tilde{A}$ ). Направим пучок электронов (1) под углом  $\theta$  к оси  $z$  и проанализируем эволюцию амплитуды  $\tilde{A}(z)$  на основе системы уравнений Власова и Максвелла

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

$$\square \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (2)$$

$$\mathbf{j} = e f_0 \int \mathbf{v} f(\mathbf{p}) d\mathbf{p}. \quad (3)$$

Решая характеристическое уравнение

$$dt = \frac{dx}{v} = \frac{d\mathbf{p}}{\mathbf{F}} = \frac{df}{0},$$

получаем [3]

$$p_x = p_{0x} - \frac{e}{c} A_x, \quad p_y = p_{0y}, \quad (4)$$

$$p_z = \frac{nE_0 - p_{0z}c - n \sqrt{(E_0 - np_{0z}c)^2 - (n^2 - 1)(e^2 A_x^2 - 2eA_x p_{0x}c)}}{c(n^2 - 1)}.$$

Функция распределения электронов в поле  $f = f(\mathbf{p}_0(\mathbf{p}))$ , где характеристики  $\mathbf{p}_0$  определяются из уравнения (4). Вычислим ток пучка электронов (3). Переходя от переменных  $\mathbf{p}$  к переменным  $\mathbf{p}_0$  получаем

$j_x = e\rho_0 \int v_x = f_0(\rho_0) \left| \frac{d\rho}{d\rho_0} \right| d\rho_0$ , где детерминант  $\left| \frac{d\rho}{d\rho_0} \right| = \left| \frac{\partial p_x}{\partial p_{0x}} \right|$ . Подставим ток в уравнение Максвелла (2) и усредним его по быстрым осцилляциям

$$\frac{d\tilde{A}}{dz} = 4\pi e \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{\rho_{0x} c}{E_0} f_0 \sin \varphi \left( 1 - \frac{(n^2 - 1)(e^2 A_x^2 - 2e\tilde{A}_x \rho_{0x} c \cos \varphi)}{(E_0 - n\rho_{0x} c)^2} \right)^{-\frac{1}{2}} d\rho_0 d\varphi. \quad (5)$$

Используя разложение  $\frac{1}{\sqrt{1+x}} = 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m (2m-1)!! x^m}{2^m m!}$  ( $x > -1$ ), выполним усреднение по фазе  $\varphi$ . Интегрируя полученные слагаемые по частям и используя правило  $\frac{1}{x-i\delta} = i\pi\delta(x)$ , выделим в правой части (5) слагаемые, ответственные за усиление электромагнитной волны

$$\frac{d\xi}{dz} = \frac{\sqrt{\pi}}{n} \rho_{r0} i \bar{\beta} \sin \theta \sum_{r=1}^{\infty} \frac{r}{r!^2 4^{r-1} (4r-4)!!} \times \left| (n^2 - 1) \sin^2 \bar{\beta} \left( \frac{\bar{E}}{\Delta} \right)^2 \left( \frac{\bar{E}}{mc^2} \right)^3 \xi \right|^{2r-1} \frac{d^{1r-3}}{dy^{4r-3}} (e^{-y^2}). \quad (6)$$

Здесь безразмерный параметр волны  $\xi = e\tilde{A}/mc^2$ ,  $r_0 = e^2/mc^2$ ,  $\lambda = 2\pi c/\omega$  — длина волны усиливаемого излучения,  $y = \frac{(\rho_{0x} - \bar{p} \cos \theta) c}{\Delta \cos \theta}$ .

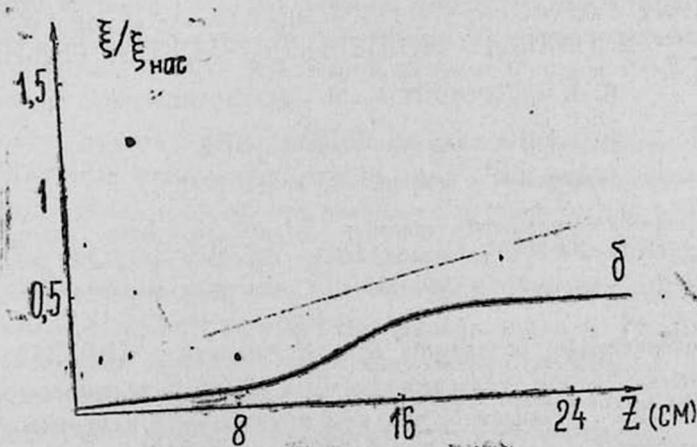
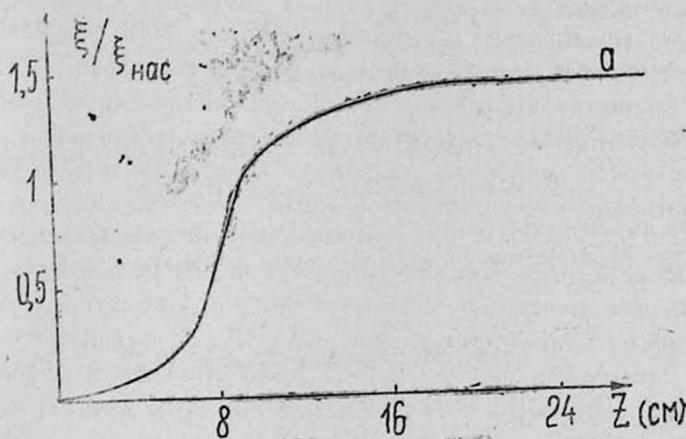
Если в ряде (6) ограничиться только первым слагаемым и  $y = -\frac{1}{\sqrt{2}}$ , то получаем известный экспоненциальный рост амплитуды волны  $\xi = \xi_0 e^{\Gamma z}$  [1]. Сравнение первого и второго слагаемых в ряде [6] показывает, что это происходит при  $\xi \ll \xi_{\text{нас}}$ , где

$$\xi_{\text{нас}} = \left( \frac{\Delta}{E_0} \right)^2 \left( \frac{mc^2}{\bar{E}} \right)^3 \frac{1}{(n^2 - 1) \sin^2 \theta}.$$

Очевидно, что при  $\xi \sim \xi_{\text{нас}}$  процесс усиления носит нелинейный характер. Численный анализ показывает, что в области этих значений поля происходит насыщение усиления.

Пусть пучок электронов, плотность которого  $\rho_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , имеет среднюю энергию  $\bar{E} = 5 \text{ МэВ}$  и разброс  $\frac{\Delta}{\bar{E}} = 10^{-2}$ . Электромагнитная

волна ( $\lambda=0,1$  мм) распространяется в диэлектрической среде с показателем преломления  $n=1,01$ . Угол  $\theta=0,1$  рад. При этом параметр насыщения  $\xi_{нас} = 1,8 \cdot 10^{-5}$ . Пусть  $\xi(z=0) = 1,8 \cdot 10^{-7} \ll \xi_{нас}$ . Проинтегрируем уравнение (6) численно в двух случаях:  $y = -\frac{1}{2}$ ,  $y = -1$ . Анализ показал, что в случаях, когда число слагаемых, учитываемых в сумме (6),  $r \gg 10$  кривые, описывающие эволюцию амплитуды поля, практически совпадают. На рис. 1 приведен результат интегрирования при  $y = -\frac{1}{2}$ ,  $r=10$ , а на рис. 2  $y = -1$ ,  $r=10$ . Очевидно, что в области  $\xi \sim \xi_{нас}$  происходит насыщение усиления. Расстояние  $z_n$ , на котором происходит насыщение, можно оценить, исходя из линейного приближения  $\xi_{нас} \sim \xi_0 e^{1/z_n}$ . Отсюда получаем  $z_n \sim \frac{\xi_{нас} \cdot \ln(\xi_0/\xi_{нас})}{4 \sin \theta \rho_0 r_0}$ . Оценка этого выражения дает хорошее согласие с результатами, полученными численно (рис. 1, 2).



Анализ процесса насыщения, выполненный на основе квантовой механики показал, что при интенсивностях  $\xi \sim \xi_{\text{нас}}$  амплитуды многофотонных процессов в составляющих тока, связанных с поглощением и излучением фотонов, начинают компенсировать друг друга. При этом ток стремится к нулю и усиление электромагнитной волны прекращается.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М., Оганесян С. Г. Письма в ЖТФ, 7, 539 (1981).
2. Оганесян С. Г., Абаджян С. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 133 (1987).
3. Арутюнян В. М., Аветисян Г. К. ЖЭТФ, 82, 1639 (1972).
4. Генераторы когерентного излучения на свободных электронах (Сб. статей). Москва, Мир, 1983.
5. Мак Исвер Дж., Федоров М. В. ЖЭТФ, 76, 1996 (1979).
6. Федоров М. В. ЖЭТФ, 83, 1268 (1982).

#### ՉԻՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ԼԱԶԵՐԻ ՈՉ ԳՇԱՅԻՆ ՏԵՍԱԻՔՅՈՒՆԸ

Ս. Գ. ՕԳԱՆԵՍՅԱՆ, Ս. Վ. ԱԲԱԶՅԱՆ

Բազմաֆոտոն արոցների հաշվարմամբ զարգացված է լինելովյան լազերի տեսությունը: Ստացված է ուժեղացման գործակցի հաղեցման պարամետրի արտահայտությունը: Այդ արդյունքը հաստատված է մերեհայական հաշվարկի միջոցով:

#### A NONLINEAR THEORY OF CHERENKOV LASER

S. G. OGANESYAN, S. V. ABADZHYAN

A theory of Cherenkov laser is developed taking into consideration the multi-photon processes. An expression for gain saturation parameter is obtained.

Изв. АН Армения, Физика, т. 27, с. 178—180 (1992)

УДК 621.373.535

#### ЭФФЕКТИВНАЯ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА YAlO<sub>3</sub>:Nd<sup>3+</sup> В ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

К. Б. ПЕТРОСЯН, К. М. ПОХСРАРЯН

НПО «Лазерная техника», ЕГУ

(Поступила в редакцию 25 марта 1991 г.)

При внутрирезонаторной генерации второй гармоники излучения лазера на YAlO<sub>3</sub>:Nd<sup>3+</sup> в кристалле LiIO<sub>3</sub> получены импульсы мощностью 200 Вт, длительностью 100 мксек, с частотой следования 50 Гц.

Внутрирезонаторная генерация второй гармоники (ВРГВГ) является эффективным методом удвоения частоты излучения непрерывных лазеров на АИГ:Nd<sup>3+</sup>. Известно, что при оптимальной нелинейности связи можно получить максимальное (100%-ное) преобразование излуче-