

УДК 535.31

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПУЧКА В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЕ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ ЕГО ВОЗДЕЙСТВИИ НА ТОНКИЙ СЛОЙ ПЛОТНОГО ГАЗА

А. Л. Гутман, В. В. Иванов, Б. Г. Кацнельсон

Рассмотрено экранирующее действие на электромагнитный пучок неоднородной плотной плазмы, возникающей при воздействии пучка на поверхность твердотельной мишени.

Анализ проведен на основе метода параболического уравнения для неоднородной среды.

При воздействии интенсивного лазерного пучка на твердотельную мишень происходит низкопороговый пробой вблизи ее поверхности в плотных струях паров материала мишени [1, 2]. В результате разлетающаяся навстречу падающему пучку неоднородная плазма экранирует поверхность мишени от действия электромагнитного пучка. Обычно считается, что концентрация разлетающейся плазмы достигает значения выше критического и основным механизмом экранирования является поглощение [3]. Однако представляется возможным, что и при докритических концентрациях плазмы за счет рефракции и дифракции пучка в неоднородной среде может иметь место заметное экранирование, особенно если пучок является достаточно узким. Это обстоятельство отмечалось в недавней работе [4], где автору удалось получить насыщение роста плотности плазмы на уровне, меньшем критического.

В настоящей работе рассмотрено экранирующее действие непоглощающей неоднородной плазмы, разлетающейся с плоской поверхности тонкого слоя плотного газа под действием кругового гауссова пучка, падающего нормально к поверхности этого слоя.

Задачу будем считать стационарной, полагая длительность импульса значительно большей характерных времен задачи, в частности, времени установления стационарного плазменного образования.

Возможность построения в такой модели самосогласованного решения обусловлена, с одной стороны, тем, что область действия поля на среду сосредоточена в тонком слое плотного газа, тогда как экранирующее действие плазмы проявляется во всем пространстве. С другой стороны, в построении решения данной задачи существенную роль играют характерные особенности распространения узкого (гауссова) пучка в плавнонеоднородной среде, в частности, отмеченная в [5] неизменность формы гауссова пучка по мере его распространения.

Самосогласованная задача будет сформулирована в разд. 3 с учетом излученных в разд. 1 основных особенностей распространения узкого пучка в плавнонеоднородной среде и модельных представлений о механизме плазмообразования и разлета (разд. 2).

1. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ГАУССОВА ПУЧКА ВДОЛЬ ОСИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

Итак, на тонкий (толщина меньше длины волны излучения) плоский слой плотного газа нормально к его поверхности падает мощный поток электромагнитного излучения (рис. 1). В результате воздействия электромагнитного поля на газ вблизи границы газового слоя образуется плазменное облако, экранирующее газ от воздействия поля, в результате чего уменьшается концентрация электронов, разлетающихся из газового слоя, и т. д. Наша задача состоит в определении, во-первых, возможности существования стационарного режима и, во-вторых, определении параметров поля и плазменного образования, установившихся в результате их взаимного воздействия.

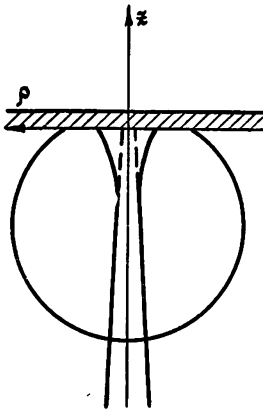


Рис. 1.

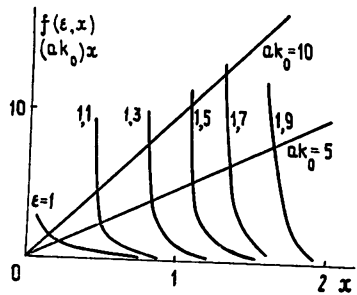


Рис. 2. Графическое решение трансцендентного уравнения (16).

Рассмотрим сначала распространение пучка в среде с заданной неоднородностью.

Исходя из геометрии задачи (рис. 1), естественно предположить, что плазменное образование, вызванное действием кругового гауссова пучка, будет обладать цилиндрической симметрией с осью, направленной вдоль оси пучка (ось z). Конкретизируем результаты работы [5] для нашего случая. Нам необходимо решить стационарное волновое уравнение

$$[\nabla^2 + k^2(\rho, z)] E(\rho, z) = 0, \quad (1)$$

где $E = E_\rho$ — составляющая электрического поля вдоль оси ρ . Величина магнитного поля определяется из соотношения

$$H = H_z = i \frac{c}{\omega} \frac{\partial E(\rho, z)}{\partial z},$$

а k^2 и диэлектрическая проницаемость среды ϵ' связаны соотношением $k^2 = (\omega/c^2)\epsilon'$ (ω — частота поля).

Согласно методу параболического уравнения [6], величину E ищем в виде

$$E(\rho, z) = \Phi(\rho, z) A e^{is},$$

где $A e^{is}$ — геометрикооптическое решение задачи, удовлетворяющее соотношениям

$$(\nabla S)^2 = k^2(\rho, z), \quad 2\nabla S \nabla A + S \nabla^2 A = 0.$$

Величина φ , плавно изменяясь вдоль оси z , удовлетворяет в этом случае параболическому уравнению

$$2ik(\partial\varphi/\partial z) = \nabla_{\perp}^2 \varphi, \quad (2)$$

где

$$\nabla_{\perp}^2 = \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho}.$$

Уравнение (2) с произвольной зависимостью $k(\rho, z)$ точно, решается, не решается, однако, если ограничиться рассмотрением узких пучков, т. е. считать, что характерные масштабы изменения поля вдоль оси z — L_z , поперек оси z — L_{ρ} и масштаб изменения среды L связаны соотношением

$$L_z \gg L \gg L_{\rho},$$

можно получить приближенное решение уравнения (2) в виде гауссова пучка

$$\varphi = \frac{\varphi_0}{C + i \int (dz/k(0, z))} \exp \left[- \frac{\rho^2}{C + i \int (dz/k(0, z))} \right],$$

где C — постоянная интегрирования, φ_0 — амплитуда поля.

Выберем постоянную C из тех соображений, что в отсутствие неоднородности поле представляло бы обычный гауссов пучок, распространяющийся вдоль оси z с амплитудой E_0 , фокусом в точке $z = 0$ и радиусом пучка в перетяжке a . Тогда получим окончательно выражение для электрического поля

$$E(\rho, z) = \frac{E_0 a^2}{a^2 + i \left(a^2 + \int_0^z (dz/k(0, z)) \right)} \sqrt{\frac{k_0}{k(0, z)}} \times \exp \left\{ i \int k dz - \frac{\rho^2}{2 \left[a^2 + i \left(a^2 + \int_0^z (dz/k(0, z)) \right) \right]} \right\}, \quad (3a)$$

и для магнитного поля

$$H(\rho, z) = \frac{E_0 a^2}{a^2 + i \left(a^2 + \int_0^z (dz/k(0, z)) \right)} \sqrt{\frac{k(0, z)}{k_0}} \times \exp \left\{ i \int k dz - \frac{\rho^2}{2 \left[a^2 + i \left(a^2 + \int_0^z (dz/k(0, z)) \right) \right]} \right\}, \quad (3б)$$

где

$$k_0 = \frac{\omega}{c}, \quad a^2 = \int_{-\infty}^0 \left[\frac{1}{k(0, z)} - \frac{1}{k_0} \right] dz. \quad (3в)$$

Величина a^2 играет роль поправки к ширине пучка в области «бывшей» перетяжки $z=0$, обусловленной неоднородностью среды.

Из (3) видно, что наличие неоднородности среды приводит к смещению точки фокуса от плоскости $z=0$ на расстояние z_0 , определяемое трансцендентным уравнением

$$z_0 = \int_{-\infty}^{z_0} \left[\frac{k_0}{k(0, z)} - 1 \right] dz,$$

причем радиус пучка в «новой» перетяжке остается прежним, т. е. a . Величина z_0 может быть как положительной, так и отрицательной в зависимости от свойств среды.

В том случае, если неоднородная среда является плазмой с диэлектрической проницаемостью, определяемой согласно [7]

$$k^2(0, z) = k_0^2 \left[1 - \frac{N(0, z)}{N_c} \right], \quad (4)$$

где N — концентрация электронов, далекая от критического значения $N \ll N_c = m\omega^2/4\pi e^2$, из (3в) можно получить удобную оценочную формулу для α^2 :

$$\alpha^2 \simeq \frac{2\pi e^2}{m\omega^2 k_0} \int_{-\infty}^0 N(0, z) dz. \quad (5)$$

Заметим, что даже если $N(0, z) \leq N_c$, но вклад в интеграл дает область «хвоста» распределения $N(0, z)$, то формула (5) остается справедливой.

ХАРАКТЕР НЕОДНОРОДНОСТИ ПЛАЗМЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ

Как видно из формул (3а) — (3в), при вычислении параметров электромагнитного пучка, распространяющегося в неоднородной плазме, необходимо знать $N(0, z)$ или, что то же самое, $k(0, z)$. Построить эту зависимость можно на основе модельных представлений о механизме плазмообразования и механизме, ответственном за убыль концентрации электронов с расстоянием.

Мы будем исходить из следующих модельных представлений:

1. Как уже было сказано, считаем, что образование плазмы происходит в результате пробоя в тонком слое плотного газа, толщина которого l существенно меньше длины волны электромагнитного излучения: $l < 2\pi/k_0^*$. Считаем далее, что число электронов, рождающихся в единице объема плотного газа, в единицу времени $n_0(\rho, z)$ пропорционально потоку интенсивности (величине вектора Пойнтинга) электромагнитного излучения на поверхности газа:

$$n_0(\rho, z) = \sigma EH^* |_{z=0}, \quad (6)$$

где коэффициент σ определяется конкретными экспериментальными условиями.

2. Механизмом, обуславливающим убыль концентрации электронов по мере удаления от поверхности газа, будем полагать свободный разлет плазмы от границы газа по всем направлениям. Так можно счи-

* Тонкий слой плотного газа можно представить себе как газ с большим градиентом плотности в направлении оси z . Величину эффективной толщины слоя можно определить по значению наименьшего давления газа, при котором еще имеет место пробой (в соответствии с кривой Пашена [8] для данной интенсивности и частоты электромагнитного поля).

тать, если образующая плазма является достаточно разряженной и электромагнитный пучок до падения на поверхность газа распространяется в достаточно разреженной среде (вакууме). В этом случае плотность электронов в зависимости от расстояния r до точечного источника меняется, как r^{-2} , с коэффициентом пропорциональности, зависящим от функции распределения разлетающихся электронов по скоростям. В нашем случае объемного источника концентрация электронов определяется интегралом по объему плазмообразования:

$$N(\rho, z) = \int_0^{\infty} \rho' d\rho' \int_0^l dz' \int_0^{2\pi} d\chi \frac{\gamma n_0(\rho', z')}{\rho^2 + \rho'^2 + 2\rho\rho' \cos \chi + (z - z')^2}, \quad (7)$$

где n_0 — плотность образующихся в единицу времени электронов, γ — коэффициент, определяемый конкретной функцией распределения по скоростям разлетающихся электронов*, ρ и z — координаты точки наблюдения, $N(\rho, z)$ — концентрация электронов в точке ρ, z , ρ', z' — координаты точки источников плазмы. Интеграл (7) является сходящимся для всех ρ и z [9]**.

Концентрация в приосевой области пучка определяется из соотношения

$$N(0, z) = 2\pi\gamma \int_0^{\infty} \rho' d\rho' \int_0^l dz' \frac{\sigma a^4 E_0^2}{a^4 + \alpha^2} \exp\left(-\rho'^2 \frac{a^2}{2(a^4 + \alpha^2)}\right) \times \\ \times (\rho'^2 + (z - z')^2)^{-1}. \quad (8)$$

Как видно из (3а)—(3в), она играет существенную роль в задаче, поэтому рассмотрим (8) подробнее.

Выполняя сначала интегрирование по ρ' , получим

$$N(0, z) = -\frac{\pi\sigma\gamma a^4 \beta}{a^4 + \alpha^4} \int_{-z/\beta}^{-z/\beta + l/\beta} dt \operatorname{Ei}(-t^2), \quad (9)$$

где Ei — интегральная экспонента [10],

$$\operatorname{Ei}(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^t}{t} dt.$$

Величина $\beta^2 = a^2 + \alpha^2(\alpha/a)^2$ определяет радиус пучка в области $z=0$.

Поскольку, как предполагалось, $l \ll a$, интегрирование проводится по очень узкому промежутку. Если точка наблюдения лежит достаточно

* Например, если функция распределения разлетающихся электронов является максвелловской с температурой T , слабо зависящей от напряженности падающего поля, γ равно величине $(2\pi)^{-3/2} \sqrt{m/kT}$, где k — постоянная Больцмана.

** Возможность использования параболического уравнения связана с достаточной плавностью (в поперечном направлении) величины $N(\rho, z)$. Из (7) можно получить, что на расстояниях от газового слоя, достаточно больших по сравнению с радиусом пучка, $z \gg a \geq k_0^{-1}$, скорость изменения среды в поперечном направлении

$\frac{\partial N}{\partial \rho} \sim \frac{\rho}{z} \frac{\pi\sigma la^2 E_0^2}{z^4}$, т. е. характерный масштаб поперечного изменения свойств

среды имеет порядок $L_p \sim z^2/a$ и удовлетворяет условию $k_0 a^2 \ll L_p$, что делает соотношение (3) применимыми для достаточно узких пучков. Область же в непосредственной близости от газового слоя, где поперечные размеры поля сравнимы с размерами плазменного образования, не может заметно сказаться на дефокусировке пучка, так как продольные размеры этой области порядка длины волны излучения.

далеко от поверхности газа, т. е. $z \gg \beta \gg l$, то в силу плавности подынтегральной функции можно считать, что концентрация $N(0, z)$ определяется соотношением

$$N(0, z) = \frac{\pi\sigma\gamma a^2 E_0^2 l}{\beta^2} \exp(z^2/\beta^2) \text{Ei} \left(-\frac{z^2}{\beta^2} \right),$$

которое на основании асимптотики функции $\text{Ei}(-x)$ при $z \gg \beta$ ($\text{Ei}(-x) \sim e^{-x}/x$) переходит в

$$N(0, z) = \gamma(\pi\sigma a^2 E_0^2/z^2), \quad (10)$$

где величина $\pi\sigma a^2 E_0^2$, стоящая в числителе, есть просто суммарный поток рождающихся электронов, определяемый интегралом по поверхности газа, и, таким образом, $N(0, z) \sim z^{-2}$. Можно заметить, что величина a не входит в выражение для $N(0, z)$ (10), т. е. на достаточно большом расстоянии от газа нелинейные эффекты не проявляются.

Интересна область значений z , близких к l (концентрация вблизи поверхности газа). Чтобы найти $N(0, z)$ в области $z \sim l$, воспользуемся выражением для Ei при малых x : $\text{Ei}(-x) \sim e^{-x} \ln x$. В этой области подынтегральная функция меняется резко, поэтому необходимо вычислить интеграл (9). Тогда получим, что при $z \sim -l < 0$

$$N(0, z) = -\frac{2\pi\sigma\gamma E_0^2 a^2}{\beta} \left\{ \frac{l-z}{\beta} \left[\ln \frac{l-z}{\beta} - 1 \right] + \frac{z}{\beta} \left[\ln \frac{|z|}{\beta} - 1 \right] \right\}$$

и, наконец, при $z=0$

$$N(0, 0) = \frac{2\pi\sigma\gamma E_0^2 a^2}{\beta^2} l \left(\ln \frac{\beta}{l} + 1 \right). \quad (11)$$

Из формул (9)—(11) видно, что концентрация всюду конечна, однако выяснить, может ли она достигнуть или превысить значение, критическое для данной частоты, с помощью (9)—(11) нельзя, так как величины a или β определяются из самосогласованной задачи для каждого заданного значения E_0 .

3. ПОСТРОЕНИЕ САМОСОГЛАСОВАННОГО РЕШЕНИЯ

После того как получены основные выражения, определяющие независимым образом характеристики образующейся плазмы (9) и электромагнитного поля, распространяющегося в ней (3), можно заметить, что параметром, входящим как в те, так и в другие соотношения, является величина a . На этом основании можно построить самосогласованное уравнение.

Для величины $k^2(0, z)$, воспользовавшись формулами (4) и (8), можно получить

$$k^2(0, z) = k_0^2 \left[1 + \frac{(E_0/E_c)^2}{1 + (a/a)^4} J(l/\beta, |z|/\beta) \right], \quad (12)$$

где введено обозначение

$$J(\lambda, x) = \int_x^{x+\lambda} \exp(t^2) \text{Ei}(-t^2) dt, \quad E_c = \frac{N_c}{2\pi\sigma\gamma l},$$

Подставив выражения для $k(0, z)$ в формулу (3в), определяющую a^2 , получим для a^2 трансцендентное уравнение:

$$\alpha^2 = \frac{1}{k_0} \int_{-\infty}^0 \left\{ \left[1 + \frac{(E_0/E_c)^2}{1 + (\alpha/a)^4} J(l/\beta, |z|/\beta) \right]^{-1/2} - 1 \right\} dz \quad (13)$$

Находя из (13) α^2 и подставляя α^2 в соотношения (3) и (8), мы получим окончательные выражения параметров поля и плазмы в самосогласованном стационарном случае.

Рассмотрим предельные случаи решения уравнения (13).

1) *Предел «слабого» поля.* Будем считать поле, падающее на слой газа, настолько слабым, что концентрация образующихся электронов значительно меньше критической: $N(0, z) \ll N_c$, полагая также дефокусировку пучка малой, $\alpha \ll a$. Воспользовавшись соотношением (5) и указанным неравенством, получим

$$\alpha^2 \simeq \frac{a}{2k_0} \left(\frac{E_0}{E_c} \right)^2 \int_{-\infty}^0 J(l/a, |z|/a) dz, \quad (14)$$

α^2 — линейная функция интенсивности поля. Соответственным образом растет и ширина пучка на поверхности газа:

$$\beta = a \sqrt{1 + (\alpha/a)^4}.$$

Поскольку $\alpha \ll a$, то можно считать согласно (3), что поле на поверхности $z=0$ растет линейно, т. е., как и должно быть, нелинейность в пределе слабого поля практически не проявляется.

2) *Предел «сильного» поля.* Пусть поле настолько сильное, что пучок существенно дефокусируется: $\alpha \gtrsim a$ или $\beta \gtrsim a$. Трансцендентное уравнение (13) переходит при этом в следующее:

$$1 = \frac{1}{ak_0} \int_{-\infty}^0 \left\{ \left[1 + \frac{(E_0/E_c)^2}{1 + (\alpha/a)^4} J(la/\alpha^2, \xi) \right]^{-1/2} - 1 \right\} d\xi. \quad (15)$$

Грубо оценивать величину α^2 можно, если считать, что основной вклад в интеграл (15) дает область значений ξ от $-\infty$ до некоторого конечного значения ξ_0 , что можно сделать, так как $la/\alpha^2 \ll 1$. Тогда

$$J(la/\alpha^2, \xi) \sim (la/\alpha^2) \exp(\xi^2) \text{Ei}(-\xi^2) \ll 1$$

и

$$\alpha^2 \sim E_0,$$

α^2 , таким образом, линейно растет с ростом поля. Поскольку $\alpha > a$, из выражения для поля (3а), (3б) видно, что E, N перестают зависеть от величины первоначальной амплитуды и выходят на постоянные значения, определяемые другими параметрами задачи. Суть этого своеобразного эффекта насыщения в том, что разлетающаяся под действием поля плазма полностью экранирует поверхность газа.

Более осторожные оценки корня трансцендентного уравнения в пределе сильного поля должны давать асимптотическую зависимость $\alpha^2 \sim E_0^p$, где $p \leq 1$ и для поля зависимость $E(0, 0) \sim E_0^{1-p}$.

Оценки величины параметров p для различных модельных зависимостей неоднородностей дают различные значения в пределах от нуля до единицы. Таким образом, наличие полного или частичного насыщения определяется конкретными экспериментальными условиями (напомним, что речь идет о стационарной задаче для случая достаточно слабых полей E_0 , когда значения концентрации N достаточно далеки от критических).

4. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Итак, построение решения задачи сводится к решению трансцендентного уравнения (13), которое можно записать в виде

$$(ak_0)x = f(\varepsilon, x), \quad (16)$$

где $x = (\alpha/a)^2$, $\varepsilon = E_0/E_c$ — безразмерная напряженность внешнего поля, а функция $f(\varepsilon, x)$ определяется правой частью уравнения (13):

$$f(\varepsilon, x) = \int_{-\infty}^0 \left\{ \left[1 + \frac{\varepsilon^2}{1+x^2} J \left(\frac{l/a}{\sqrt{1+x^2}}, \frac{\xi}{\sqrt{1+x^2}} \right) \right]^{-1/2} - 1 \right\} d\xi.$$

Значения $x(\varepsilon)$, соответствующие самосогласованному решению задачи, определяются точками пересечения кривых $f(\varepsilon, x)$ с прямыми $(ak_0)x$ (см. рис. 2), проходящими через начало координат. Видно, что область возможных значений корней трансцендентного уравнения (16) зависит от первоначальной ширины пучка: при увеличении этой ширины возможное относительное уширение пучка уменьшается. Зависимость относительного уширения пучка $(\alpha/a)^2$ от напряженности поля ε для различных значений ширины пучка ak_0 показана на рис. 3. Видны две области значений ε , соответствующие различным характерам зависимости $x(\varepsilon)$. Именно при $\varepsilon < 1$ зависимость $x(\varepsilon)$ приблизительно квадратичная, в соответствии со сказанным в разд. 4 относительное уширение пучка здесь невелико. При $\varepsilon > 1$ зависимость уширения от ε примерно линейная и уширение существенно.

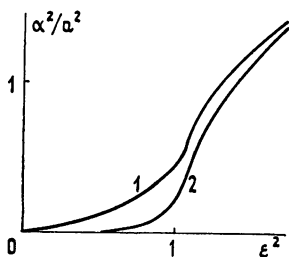


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость относительного уширения пучка $(\alpha/a)^2$ от напряженности поля ε . Кривая 1 соответствует $ak_0 = 5$, кривая 2 — $ak_0 = 10$.

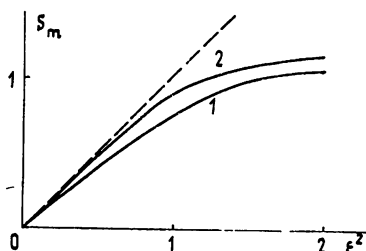


Рис. 4.

Рис. 4. Зависимость плотности потока энергии на оси пучка на поверхности газового слоя s_m от квадрата напряженности поля в падающем пучке ε^2 . Кривая 1 соответствует $ak_0 = 5$, кривая 2 — $ak_0 = 10$.

На рис. 4 показана зависимость значения плотности потока энергии поля на оси пучка на поверхности плоского газового слоя $s_m = EH^*/E_c^2$ в зависимости от квадрата напряженности падающего пучка ε^2 . Видно, что в области $\varepsilon < 1$ эта зависимость линейная и $s_m \sim \varepsilon^2$, здесь экранирование проявляется слабо. При $\varepsilon > 1$ распыление пучка в неоднородной плазме сказывается и величина вектора Пойнтинга на поверхности газа s_m практически не растет. Следовательно, даже в области докритических концентраций плазмы возможно сильное экранирование пучка, когда плотность потока энергии поля на поверхности газа не может стать выше значения $EH^* \sim E_c^2 = N_c/2\pi\sigma\gamma l$, несмотря на увеличение

падающего поля. Величина E_c является, таким образом, характерным параметром и может быть оценена в каждом конкретном случае, исходя из значений констант.

В заключение авторы выражают благодарность И. А. Коссову за интерес к работе и ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Klosterman E. L., Vugon S. R. — Appl. Phys., 1974, 45, p. 4751.
2. Бондаренко А. В., Воронов В. П., Городничева И. И., Даньшиков Е. В., Захарченко А. И., Лещедев Ф. В., Рязанов А. В., Смакотин М. М. — Квантовая электроника, 1980, 7, с. 421.
3. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. Д. Действие лазерного излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970.
4. Гильденбург В. Б. — ЖЭТФ, 1980, 78, вып. 3, с. 952.
5. Гутман А. Л. — Радиотехника и электроника, 1979, 24, с. 1272.
6. Малюжинец Г. Д. — УФН, 1959, 69, с. 321; Саичев А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, с. 543; Власов К. Н., Гурбатов С. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, 19, № 8, с. 1149.
7. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.
8. Райзер Ю. П. Физика газоразрядных процессов. — М.: Наука, 1980.
9. Владимиров В. С. Уравнения математической физики. — М.: Наука, 1970.
10. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. — М.: Наука, 1973. — Т. 1.
11. Маркузе Д. Оптические волноводы. — М.: Мир, 1974.

Воронежский лесотехнический
институт

Поступила в редакцию
2 июля 1980 г.,
после переработки
25 февраля 1982 г.

PROPAGATION OF AN ELECTROMAGNETIC BEAM IN INHOMOGENEOUS PLASMA WHICH IS FORMED WHEN THE BEAM AFFECTS A THING LAYER OF A DENSE

A. L. Gutman, V. V. Ivanov, B. G. Katsnel'son

The authors consider the screen action of inhomogeneous dense plasma on a laser beam. The plasma occurred when the beam affects the surface of a solid target. The analysis is made on the basis of the parabolic equation method for an inhomogeneous medium.
