



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 2 за 2007 г.



ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

С. Л. Гинзбург, В. Ф. Дьяченко,
В.С. Имшенник, В.В. Палейчик

Об аномальном поглощении
световых потоков плотной
плазмой

Статья доступна по лицензии
[Creative Commons Attribution 4.0 International](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)



Рекомендуемая форма библиографической ссылки: Об аномальном поглощении световых потоков плотной плазмой / С. Л. Гинзбург [и др.] // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2007. № 2. 10 с.

<https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2007-2>

ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
им. М.В. КЕЛДЫША
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

С.Л. Гинзбург, В.Ф. Дьяченко, В.С. Имшенник, В.В. Палейчик

ОБ АНОМАЛЬНОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ
ПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ.

Москва

S.L. Ginzburg, V.F. Dyachenko, V.S. Imshennik, V.V. Paleychik

ON ANOMALOUS ABSORPTION OF THE FLUX
LUMINOUS WITH THE DENSE PLASMA.

Abstract

Two-dimensional computer code is considered plasma-field interaction in the frame of the equations of Maxwell – Vlasov. The absorption by electrons of the incident wave energy is calculated for the tips different vacuum-plasma boundary.

С.Л. Гинзбург, В.Ф. Дьяченко, В.С. Имшенник, В.В. Палейчик

ОБ АНОМАЛЬНОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ
ПЛОТНОЙ ПЛАЗМОЙ.

Аннотация

Двумерная компьютерная модель взаимодействия плотной плазмы с электромагнитным полем в рамках уравнений Максвелла – Власова применена для расчета коэффициента поглощения плазмой энергии падающего потока при различных конфигурациях границы вакуум-плазма.

Введение

В экспериментах с мощным лазерным излучением наблюдается интенсивное поглощение плазмой энергии электромагнитной волны, падающей на её поверхность, даже если концентрация электронов плазмы превосходит критическую, для данной частоты волны ω значение $n_{кр} = m\omega^2/4\pi e^2$. Хорошо известно, что вещество в мишенях имеет концентрацию электронов $n = \frac{\rho Z}{m A}$, как правило, превосходящую критическую концентрацию $n_{кр}$. В предположении полной ионизации вещества с плотностью $\rho \simeq 12/\text{см}^3$ превосходство величины $n \simeq 3 \cdot 10^{23} \text{см}^{-3}$ над $n_{кр}$ можно оценить для характерной частоты $\omega = 5.37 \cdot 10^{15} \text{сек}^{-1}$ (в случае длины волны $\lambda = 0.351 \mu\text{м}$ третьей гармоники неодимового лазера) как, грубо говоря, десятикратное, т.к. $n_{кр} \simeq 1.2 \cdot 10^{22} \text{см}^{-3}$ ($Z=6, A=12$ в случае углерода).

Одним из основных параметров расчета, помимо массы электрона m , служит масса ионов с зарядом Z и с атомной массой A . Во всех расчетах предполагается, что эти параметры $A = Z = 1$, т.е. в качестве ионов рассматриваются протоны.

В работе [1] показано, что одной из причин поглощения может быть неоднородность плазмы. Настоящая работа посвящена описанию результатов численного решения задачи о проникновении излучения в плазму и является продолжением работы [1].

Рассматриваются некоторые простые случаи, когда неоднородность плазмы порождается гофрированностью ее поверхности.

§1 Постановка задачи

Взаимодействие излучения с плазмой описывается системой уравнений Максвелла-Власова:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \text{rot} \mathbf{B} + \int \mathbf{v}^+ f^+ d\mathbf{p} - \int \mathbf{v}^- f^- d\mathbf{p} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \text{rot} \mathbf{E} &= \mathbf{0}, \\ \frac{\partial f^\pm}{\partial t} + \mathbf{v}^\pm \frac{\partial f^\pm}{\partial \mathbf{r}} \pm (\mathbf{E} + [\mathbf{v}^\pm \times \mathbf{B}]) \frac{\partial f^\pm}{\partial \mathbf{p}} &= 0, \end{aligned}$$

где \mathbf{E} - напряженность электрического поля, \mathbf{B} - магнитная индукция, f^+ и f^- - функции распределения ионов и электронов, соответственно.

Здесь и далее в качестве единиц измерения [*] используются следующие:

время $[t] = 1/\omega$, ω - частота падающего излучения,

расстояние $[\mathbf{r}] = c/\omega$, c - скорость света,

поле $[\mathbf{E}] = [\mathbf{B}] = mc\omega/e$, m и e - масса покоя и заряд электрона,

концентрация $[n = \int f d\mathbf{p}] = m\omega^2/4\pi e^2$,
 импульс $[\mathbf{p}] = mc$,
 энергия $[H = -\mu + (\mu^2 + p^2)^{1/2}] = mc^2$, $\mu = m^{\pm}/m$,
 скорость $[\mathbf{v} = \partial H/\partial \mathbf{p}] = c$.

Падающее излучение – линейно–поляризованная монохроматическая волна с постоянной амплитудой, распространяющаяся вдоль оси x , с электрическим полем в направлении y и магнитным – z .

Начальное распределение плазмы не зависит от z и задача двумерна ($\partial/\partial z \equiv 0$). Отличны от нуля лишь три компоненты поля E_x, E_y, B_z . В падающей волне $E_x = 0, E_y = B_z = a \sin(x-t)$.

Полагая, что мощное электрическое поле волны ионизует поверхностный слой практически мгновенно, будем считать плазму в начальный момент полностью ионизованной. В то же время пренебрежем имеющимся в ней тепловым движением, и будем считать ее холодной и неподвижной

$$f^{\pm}(0, x, y, p_x, p_y) = n_0(x, y) \delta(p_x) \delta(p_y).$$

Поверхность плазмы образована плоскостями, образующими с направлением падающей волны угол $\pm\theta$, и имеет периодическую по y структуру (рис.1).

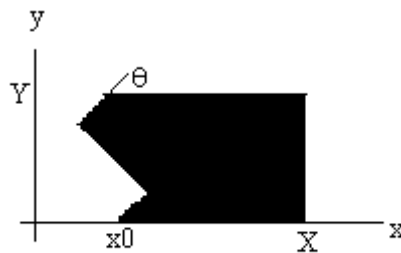


Рис.1 Область расчета.

Параметрами задачи являются амплитуда волны a , начальная концентрация ионов и электронов n_0 , характеристики области плазмы – (x_0, X) , период Y , угол θ . Область расчета $0 < x < X, 0 < y < Y$. Граничные условия: периодичность по y и

$$\begin{aligned} E_y + B_z &= -2a \sin t & \text{при } x = 0, \\ E_y - B_z &= 0 & \text{при } x = X. \end{aligned}$$

Основные принципы расчетного алгоритма, т.е. разностная схема для уравнений Максвелла и метод макрочастиц для уравнения Власова, изложены в [2,3].

§2 Результаты расчета

В описываемых вариантах начальная концентрация ионов и электронов плазмы постоянна $n_0 = 10$. Масса иона $\mu^+ = 1837$. Амплитуда волны $a = 0.01$. Границы плазмы $x_0 = 2, X = 10$. Варианты отличаются значениями периода $Y = 2, 4, 6$ и угла $\theta = 26.5^\circ, 45^\circ, 63.5^\circ$. На рис.2 показана форма границы области расчета для $\theta = 26.5^\circ, 45^\circ, 63.5^\circ$.

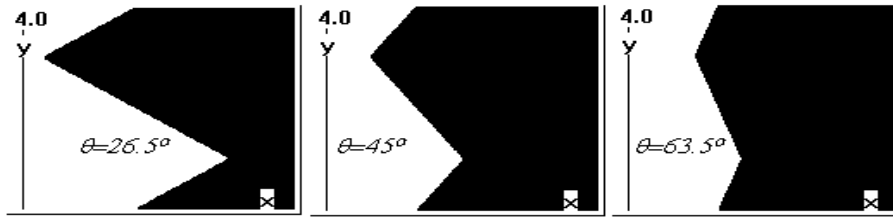


Рис.2 Форма границы ($Y=4$, $\theta = 26.5^\circ$, 45° , 63.5°).

Основным результатом каждого варианта расчета является, очевидно, набранная частицами кинетическая энергия

$$W(t) = 2 \int_0^Y dy \int dx \int H f d\mathbf{p} / Ya^2,$$

для удобства сравнения нормированная на плотность потока энергии в падающей волне. Варианты характеризуются значением доли поглощаемой электронами энергии – средней по времени величиной $\kappa = dW/dt$.

На рис.3 показана зависимость $W(t)$ электронов для трех вариантов, отличающихся только периодом $Y = 2, 4, 6$ при одном и том же угле $\theta = 45^\circ$. Максимальная интенсивность поглощения энергии, $\kappa = 0.4$, достигается при $Y = 4$.

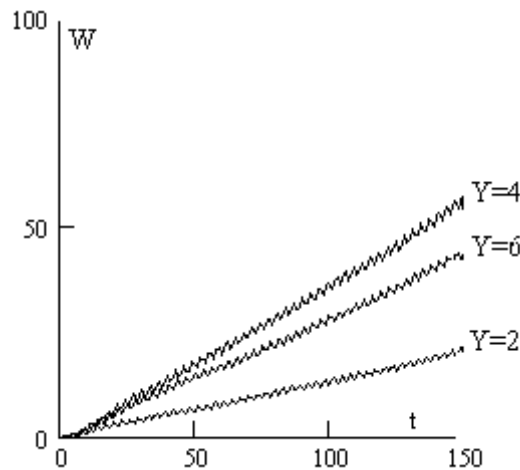


Рис.3 Энергия электронов при $\theta = 45^\circ$.

На рис.4 показана зависимость $W(t)$ электронов для трех вариантов, отличающихся только углом $\theta = 26.5^\circ, 45^\circ, 63.5^\circ$ при одном и том же периоде $Y = 4$. Интенсивность поглощения энергии убывает с ростом угла θ , т.е. с выпрямлением поверхности. При $\theta = 26.5^\circ$ – $\kappa = 0.6$, при $\theta = 63.5^\circ$ – $\kappa = 0.1$.

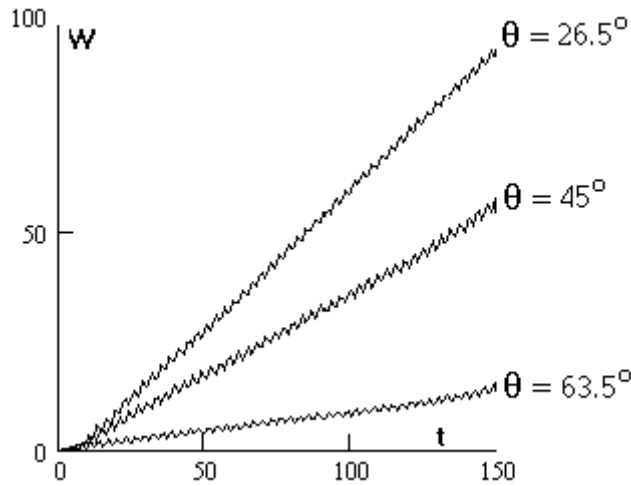


Рис.4 Энергия электронов при $Y = 4$.

При $\theta = 90^\circ$, т.е. при падении волны на плоскую поверхность, задача одномерна ($\partial/\partial y \equiv 0$), $\kappa = \theta$ - имеет место полное отражение, $W(t)$ колеблется с периодом π .

Энергия электронной компоненты W растет, в основном, за счет вовлечения в процесс новых электронов. На рис.5 показаны их фазовые портреты $P_x(x)$ и $P_y(x)$ на три момента времени (вариант $Y = 4$, $\theta = 45^\circ$).

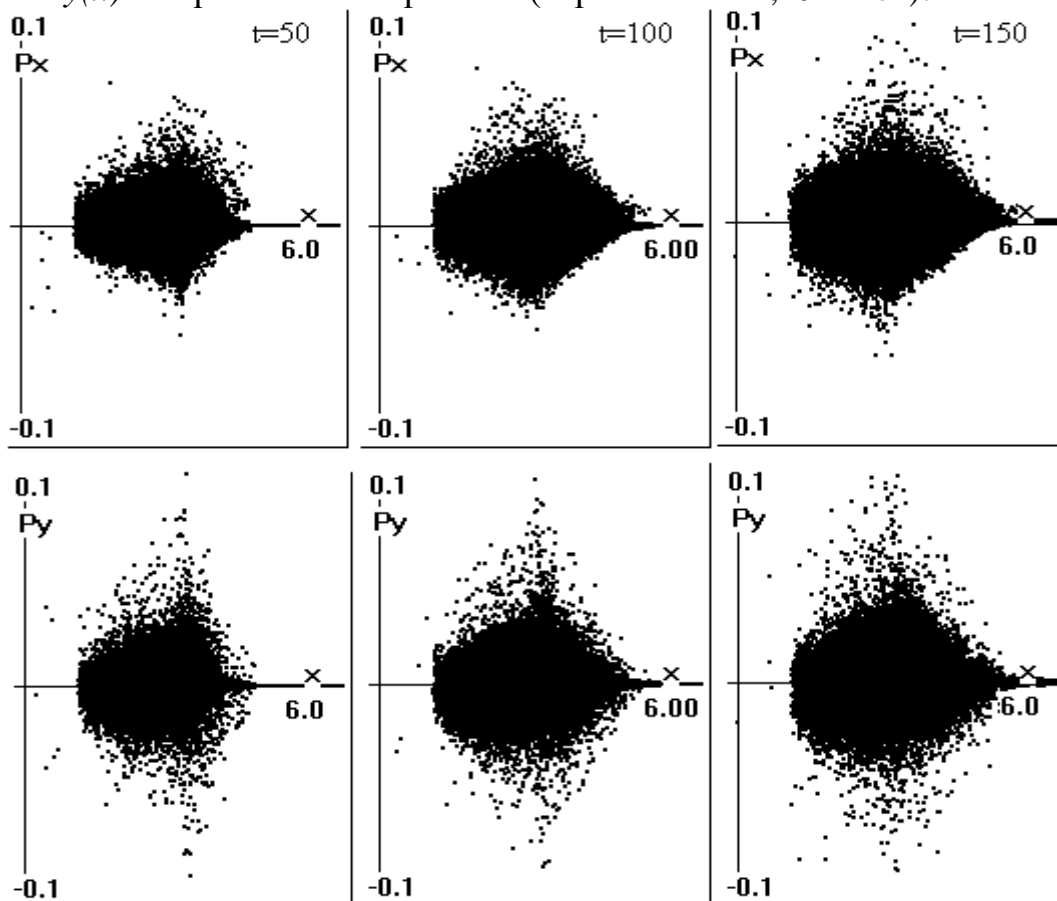


Рис.5 Проекция фазовых портретов $P_x(x)$ и $P_y(x)$ электронов, $t=50, 100, 150$. Область движения заметно расширяется, а величина импульса остается в пределах $|P| \leq 0.1$. На фазовых портретах направления x и y практически не отличаются.

На рис.6 показана энергия ионной компоненты (вариант $Y = 4$, $\theta = 45^\circ$). Она на полтора порядка меньше электронной и появляется позже. Импульс ионов монотонно растет и к моменту $t=100$ достигает единицы.

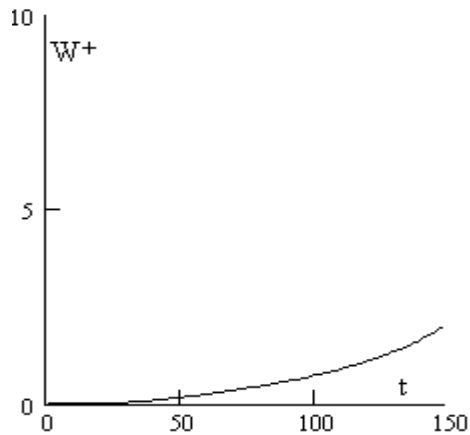


Рис.6 Энергия ионов

На рис.7 изображены проекции фазовых портретов ионов в момент $t=100$, для того же варианта $Y = 4$, $\theta = 45^\circ$.

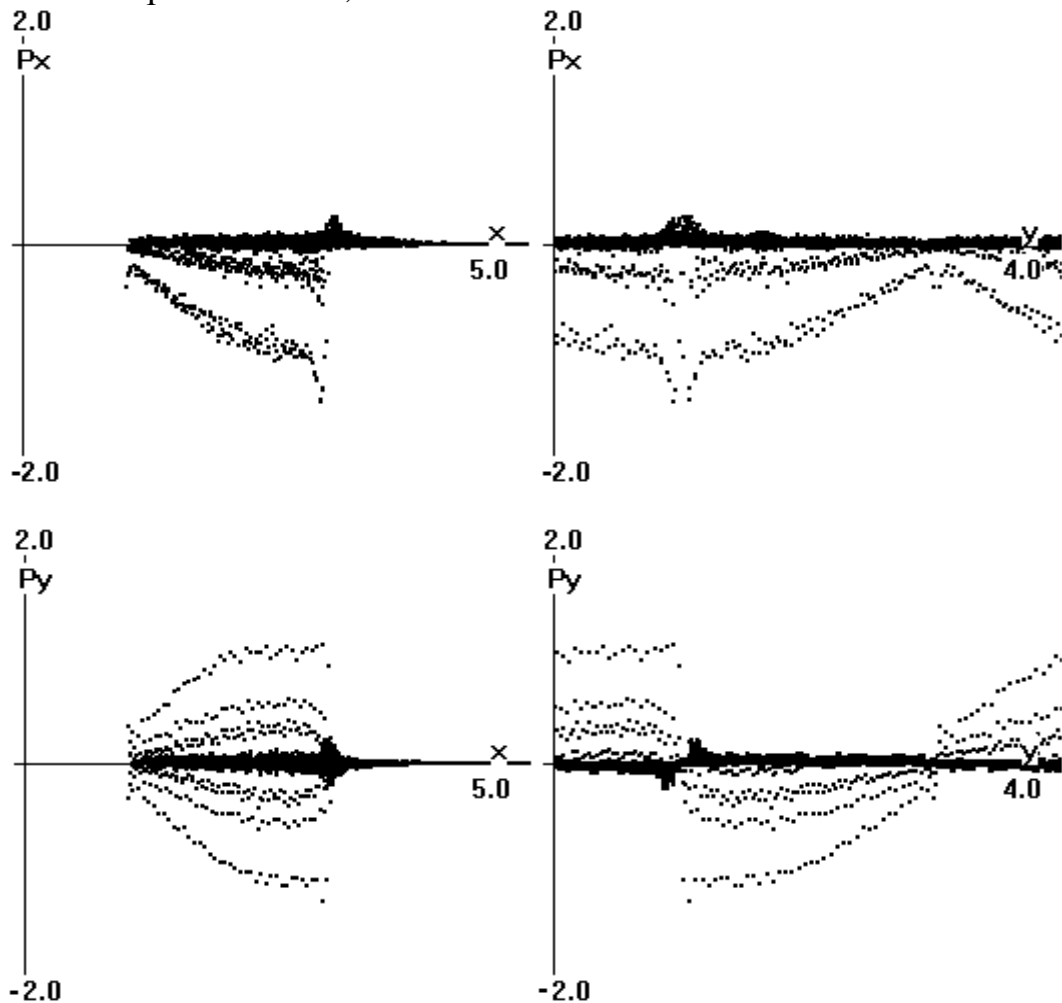


Рис.7 Проекция фазовых портретов ионов на момент $t=100$.

Форма поверхности плазмы практически не меняется. Лишь незначительное число электронов отрывается от малоподвижной ионной массы, хоро-

шо сохраняющей гофрированную структуру. Распределение концентрации частиц меняется несущественно.

Все предыдущее относилось к случаю $a = 0.01$, $n_0 = 10$.

Изменение амплитуды волны a (при прочих равных условиях, т.е. $X=10$, $Y=4$, $\theta = 45^\circ$, $n_0 = 10$) ощутимо сказывается на процессе при переходе через критическое значение $a = 0.001$. Рис.8 демонстрирует это.

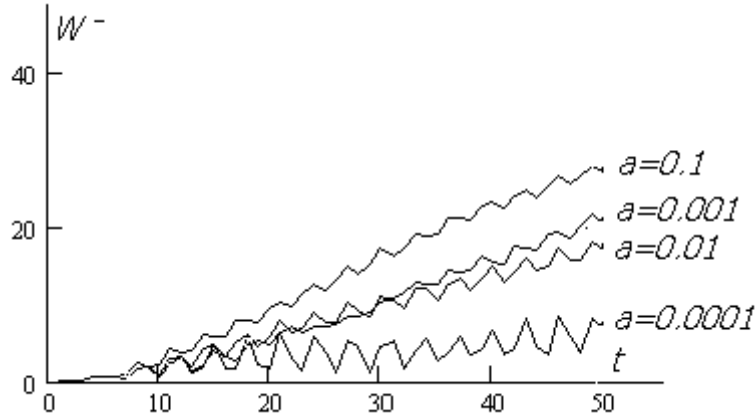


Рис.8 Энергия электронов.

При $a < 0.001$ поглощение незначительно – доля поглощаемой энергии $\kappa < 0.1$, начиная с $a = 0.001$ и выше $\kappa = 0.4 \sim 0.5$. Интенсивность процесса, величина импульса растут вместе с амплитудой. При $a = 0.0001$ импульс электронов порядка 10^{-3} , при $a = 0.001$ на порядок больше, при $a = 0.1$ порядка единицы, т.е. скорости становятся релятивистскими, $v \sim 0.7$.

Таким образом, данный расчет продемонстрировал уже указанное во введении аномальное поглощение лазерного излучения в характерных условиях разрабатываемого ЛТС на будущей установке ИСКРА-6 [4] (стр. 507). Для основного варианта расчета с безразмерной амплитудой волны $a=0.01$ можно выписать физические характеристики этой волны: амплитуда

$$A = \frac{mc\omega}{e} a = 3.1 \cdot 10^6 \text{ CGSE} = 9.2 \cdot 10^8 \text{ В/см},$$

а модуль вектора Пойнтинга

$w = \frac{cA^2}{8\pi} = 1.1 \cdot 10^{22} \text{ эрг/(сек}\cdot\text{см}^2) = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ Вт/см}^2$. Тогда, согласно [4] осуществ-

ляется трансформация энергии электромагнитного поля в тепловую энергию электронов плазмы без нелинейного вредного эффекта генерации «горячих» электронов, поскольку произведение $w\lambda^2 = 1.4 \cdot 10^{14} \text{ Вт}\cdot(\mu\text{м})^2/\text{см}^2$, а его критическая величина из [4] равна $10^{14} \text{ Вт}\cdot(\mu\text{м})^2/\text{см}^2$. Строго говоря, в данной оценке есть небольшое превышение величины $w\lambda^2$ над её критическим значением, но оно несущественно, ибо эффект численных расчетов сохраняется вплоть до амплитуды $a=0.001$. Отсутствие генерации «горячих» электронов качественно видно на рис.5 (в виде относительно небольшого числа макро-частиц над их плотными облаками). Тем самым сделанные расчеты согласуются с критерием из [4].

Заметим, наконец, что увеличение начальной концентрации до $n_0 = 1000$ приводит к повышению критического значения амплитуды до $a \sim 1$, когда доля поглощаемой энергии $\kappa \sim 0.5$.

Заключение

Установленный в [1] эффект аномального поглощения энергии поля плазмой с плотностью выше критической ($n_0 > 1$, в используемых единицах) для случая неоднородной поверхности подтверждается при широкой вариации параметров неоднородности и амплитуды волны. Рассмотрены простейшие случаи неоднородности, определяемые периодом и величиной гофра. Как показали расчеты, важную роль в этом эффекте играет угол θ , определяющий величину нормальной к поверхности компоненты электрического поля падающей волны.

Тем не менее, роль рассматриваемого эффекта аномального поглощения для реальных условий, в частности, для будущей установки ИСКРА-6 [4], может быть интересной, если требуемая для аномального поглощения неоднородность не повлияет отрицательно на сам термоядерный эффект путем развития неустойчивости Рэля-Тэйлора (в качестве начальных возмущений этой неустойчивости).

В обзоре [5], отражающем современную мировую ситуацию в лазерном термоядерном синтезе, сделан вывод (стр. 39), что в связи с указанной неустойчивостью допустимы неоднородности с характерным масштабом $\Delta L \simeq 500 \text{ нм} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м} = 0.5 \text{ мкм}$. Такие неоднородности, (ограниченные сверху указанной величиной), однако, превышают период неоднородности Y , заданный в расчетах. Максимум аномального поглощения получается с периодом $Y=4$, что соответствует в размерных единицах величине

$$L = \frac{c}{\omega} Y = \frac{\lambda}{2\pi} Y = \lambda \frac{2}{\pi} \simeq 0.223, \quad \text{где } \lambda \text{ длина электромагнитной волны. Таким}$$

образом, выполнено требуемое неравенство $L < \Delta L$.

Эффект аномального поглощения еще имеет место при уменьшении периода неоднородности вдвое ($Y=2$), а это только усиливает приведенное неравенство. Наоборот, увеличение периода при сохранении эффекта ($Y=6$), несколько ослабляет его, но не нарушает. Нужно особо подчеркнуть, что в целом эффект аномального поглощения попадает в область допустимой с точки зрения работы [5] неоднородности поверхности. Возможна, конечно, в расчетах вариация формы неоднородности еще и за счет угла θ , но и она не может изменить сделанный выше вывод.

В данной работе предполагалась, напомним, линейная поляризация лазерного излучения (вектор поляризации был строго параллелен невозмущенной поверхности плазмы), в то время как лазерное излучение может быть неполяризованным, а принудительная неоднородность поверхности хаотической. По всей вероятности, полученный эффект аномального поглощения все же

сохранится, если поверхность плазмы будет покрыта осесимметричными бугорками с характерным масштабом порядка длины волны излучения.

Литература

1. В.Ф.Дьяченко, В.С. Имшенник. Об аномальном взаимодействии мощных световых потоков с плотной плазмой. // Физика плазмы. 1979, Т. 5, Вып. 4.
2. В.Ф.Дьяченко. О расчетах задач бесстолкновительной плазмы. // ЖВМ и МФ. 1985, № 4.
3. В.Ф.Дьяченко. Десять лекций по физической математике. // Издательство «Факториал», г. Москва, 1997.
4. Р.И. Илькаев, С.Г. Гаранин. // Вестник РАН. 2006, Т. 76, № 6.
5. M.M. Basko. // Nuclear Fusion. 2005, V. 45.

Содержание

Введение	3
§1 Постановка задачи	3
§2 Результаты расчета	4
§3 Заключение.....	9
Литература.....	10