

01; 04; 07; 09

© 1991

## ЭФФЕКТИВНЫЙ НАГРЕВ ТОНКОГО ПРОВОДЯЩЕГО ЦИЛИНДРА ШИРОКИМ СОСНЫМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

А.М. А х м е т е л и

Методы нагрева цилиндрических проводящих областей (например, плазменных) с помощью электромагнитных волн представляют большой интерес, в частности, в связи с проблемой создания активных сред для коротковолновых лазеров [1, 2]. Основной результат настоящей работы делает возможным развитие этих методов в новом направлении и состоит в следующем. При определенных условиях значительная часть (десятки процентов) мощности свободного пучка электромагнитных волн поглощается в проводящем цилиндре, ось которого совпадает с осью пучка и поперечные размеры которого на несколько порядков меньше поперечных размеров пучка. (В частности, возможен эффективный нагрев цилиндра с поперечными размерами, значительно меньшими длины волны). Этот результат представляется новым и немаловажным. Описанные ниже методы расчета различного уровня строгости и сложности подтверждают его и дают основание считать надежно обоснованным.

Рассмотрим (слабо)сфокусированный (например, гауссов) пучок электромагнитных волн с частотой  $\omega$ , в свободном пространстве. Предположим, что структура поля в фокальной перетяжке близка к структуре поля в плоской волне. Пусть длина  $l_2$  проводящего цилиндра больше продольного размера перетяжки  $l_1$  (размеры перетяжки определяются, например, по ослаблению интенсивности в 2 раза или в  $e$  раз — для оценок это малосущественно, а в точном расчете не использовалось), радиус его  $r_2$  (много) меньше радиуса перетяжки  $r_1$ , а проводимость  $\sigma$  такова, что толщина скин-слоя примерно равна диаметру цилиндра:  $4r_2^2 = \frac{c^2}{4\pi\omega\sigma}$ .

Поместим цилиндр в пучок так, чтобы оси цилиндра и пучка совпадали и цилиндр проходил через всю перетяжку. Для оценочного расчета предположим: электрическое поле внутри цилиндра равно по модулю полю в падающей волне, т.е. тому, которое было в пучке в отсутствие цилиндра (поле проникает в среду на толщину скин-слоя); во всей фокальной перетяжке электрическое поле равно по модулю полю в центре перетяжки  $\vec{E}$ . Мощность пучка равна

$$W = S_1 |\vec{P}| = \pi r_1^2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{c}{4\pi} \vec{E}^2 = \frac{1}{8} c r_1^2 \vec{E}^2. \quad \text{Здесь } S_1 - \text{площадь сечения}$$

перетяжки,  $|\vec{P}|$  - средний модуль вектора Пойнтинга в перетяжке. Оценим мощность, поглощаемую в цилиндре:

$$W^a = V \cdot \frac{1}{2} \text{div} \vec{E}^2 = \pi r_2^2 \cdot \frac{\pi}{\lambda_1} (2r_1)^2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{c^2 \vec{E}^2}{4\pi\omega_1 \cdot 4r_2^2} = \frac{1}{16} c r_1^2 \vec{E}^2.$$

( $V = S_2 l_1$  - объем, в котором происходит поглощение,  $S_2$  - площадь сечения цилиндра,  $\lambda_1 = \frac{2\pi c}{\omega_1}$  - длина волны,  $l_1 = \frac{\pi}{\lambda_1} (2r_1)^2$  для гауссова пучка [3]). Приходим к выводу:

$\frac{W^a}{W}$  - доля всей мощности пучка, поглощаемая в цилиндре, равна по порядку величины единице и не зависит от параметров задачи. Полученный результат полностью подтверждается более строгими расчетами (с точностью до числовых и логарифмических множителей). Качественно результат объясняется тем, что поглощение в цилиндре приводит к возникновению провала на оси в распределении полей, вызывающего дифракционную диффузию поля из всей толщины перетяжки, направленную к оси (подтверждено расчетом полей). Полуколичественный расчет производился следующим образом. Рассмотрим цилиндрическую волну,  $z$ -компонента электрического (магнитного) вектора Герца которой описывается в цилиндрических координатах  $r, \varphi, z$  выражением

$$\exp(i(\varphi z + n\varphi - \omega_1 t)) J_n(xr) \quad (r^2 + z^2 = k_1^2 = \frac{c^2}{\omega_1^2}, \quad J_n(x) \quad - \text{функция}$$

Бесселя), остальные компоненты вектора - нулевые. С помощью точного решения задачи о дифракции на бесконечном цилиндре [4] определяется погонная мощность поглощения в цилиндре, отнесенная к модулю вектора Пойнтинга на оси в падающей волне.

Можно считать, что полученное отношение применимо и к гауссову пучку с  $r_1 \approx \frac{1}{\alpha}$ , и вычислить долю мощности гауссова пучка,

поглощаемую в цилиндре. Основные расчеты были проведены именно этим способом и дали следующие результаты. Эффективное поглощение имеет место лишь для  $n=1$  (только в этом случае поля на оси в падающей волне велики). Доля поглощенной мощности стремится к нулю в случаях  $\epsilon \rightarrow 0$  и  $\epsilon \rightarrow \infty$  и имеет широкий максимум для таких  $\epsilon$ , что толщина скин-слоя равна по порядку величины толщине цилиндра. Ширина максимума на уровне 80% от максимального значения соответствует пятикратному изменению проводимости. Максимальная доля поглощенной мощности  $\eta$  слабо зависит от поперечных размеров цилиндра и перетяжки (например, при увеличении поперечных размеров перетяжки на полтора порядка  $\eta$  уменьшается в 1.7 раза).

Характерные значения  $\eta$  для  $\frac{r_1}{r_2} = 10^2 - 10^3$  составили 20-35%. Поскольку перенос результатов с цилиндрической волны на нормируемую по мощности волну может породить сомнения в спра-

ведливости и такого подхода, был произведен контрольный количественный расчет. На удаленном от фокуса поперечном сечении задавалось ограниченное в поперечном направлении распределение полей падающей волны, с помощью преобразования Фурье-Бесселя численно получалось представление падающего поля во всем пространстве в виде линейной комбинации цилиндрических волн, для каждой из которых точно решалась задача о дифракции на бесконечном цилиндре [4]; после этого отраженное и преломленное поля вычислялись с помощью обратного преобразования Фурье-Бесселя. Контрольный расчет полуколичественным и количественным методом дал значения  $\eta = 27\%$  и  $\eta = 18\%$  соответственно. Хорошее согласие позволяет говорить о надежности полуколичественного метода. Добавим, что продольное распределение поглощаемой мощности можно последовательно вычислить лишь количественным методом. Как и следовало ожидать, поглощение происходит главным образом в перетяжке, что оправдывает перенос полученных результатов на цилиндры конечной длины.

Таким образом, тонкие цилиндрические проводящие области можно эффективно нагревать соосным им пучком электромагнитных волн со значительно большими (на несколько порядков) поперечными размерами. Для этого необходимо, чтобы толщина скин-слоя была порядка поперечного размера цилиндра, цилиндр по длине полностью перекрывал перетяжку, а поле в падающей волне имело в перетяжке максимум на оси.

Этот результат справедлив для очень широкого диапазона параметров (см. оценочный расчет). По этой причине, а также из-за недостатка места численные примеры не приводятся. Кратко рассмотрим лишь некоторые приложения. Например, в плотном газе при совместном воздействии соосных СВЧ и лазерного пучков поперечные размеры узкой ионизованной области могут определяться поперечными размерами лазерного пучка, лишь за счет многофотонной ионизации [5], либо за счет уменьшения порога пробоя в газе при совместном воздействии СВЧ и лазерного излучений [6]. При этом нагрев области производился за счет относительно дешевой энергии СВЧ поля. Подбором интенсивностей СВЧ и лазерного излучений можно обеспечить оптимальную проводимость нагреваемой области (ср. [2]). В качестве другого примера можно рассмотреть (однопроходный) нагрев тонких проволок (для создания активных сред коротковолновых лазеров) с помощью относительно широкого лазерного или даже СВЧ пучка. В последнем случае возможности получения оптимального поглощения могут быть расширены за счет наложения постоянного магнитного поля.

Данная работа выполнена по инициативе Н.Н. Суковаткина и В.М. Берегового с использованием их проработок. Автор выражает им искреннюю признательность. Автор благодарен Д.А. Арсеньеву, В.Е. Кульбеде и В.С. Рогову за стимулирующие обсуждения и критику, а также С.Н. Кабанову и О.А. Гордееву за консультации по отдельным вопросам, затронутым в работе. Автор глубоко

признателен Н.Н. Боголюбову (мл.) и А.С. Шумовскому за поддержку и ценные замечания.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Бессонов Е.Г., Виноградова А.Е. // УФН. 1989. Т. 159. В. 2. С. 143-154.
- [2] Слинко В.Н., Сулакшина Л.В., Сулакшин С.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 19. С. 1799-1802.
- [3] Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1988. 336 с.
- [4] Уэйт Д. Электромагнитное излучение из цилиндрических систем. М.: Советское радио, 1963. 239 с.
- [5] Кононов Н.Н., Кузьмин Г.П., Фишер В.И. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 19. С. 1820-1823.
- [6] Дарманян А.П., Мицук В.Е., Черников В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 8. В. 3. С. 117-122.

Поступило в Редакцию  
12 апреля 1991 г.