

- [1] *Незлин М.В.* Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982.
 [2] *Holms A.J.T.* // *Segn. Sci. Rept.* 1987. P. 79.
 [3] *Девидсон Р.* // Основы физики плазмы / Под ред. А.А. Галеева, Р. Судана. Доп. к Т. 2. М.: Энергоиздат, 1984.
 [4] *Бобров В.Л., Казякин А.А. и др.* // Письма в ЖТФ. Т. 19. Вып. 5. С. 52.

Поступило в Редакцию
6 июля 1993 г.

04:07
© 1994 г.

Журнал технической физики, т. 64, в. 6, 1994

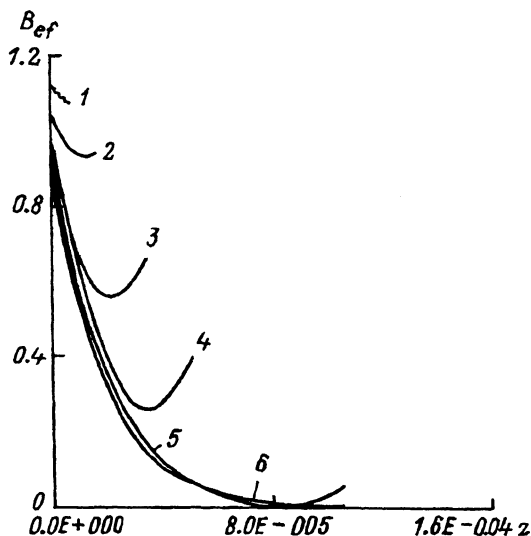
ОСЛАБЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА В СГУСТКЕ ВОЗДУШНОЙ ПЛАЗМЫ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ

С.Ю.Баев, Н.Н.Белов

Широкие численные исследования рассеяния света на очаге оптического пробоя [1,2] выявили основные закономерности развития и структуру рассеяния света в приближении “мягких” частиц. В [1] построена модель изменения индикатрисы рассеяния при расширении очага светового разряда. Расчеты [3,4], выполненные для частиц серебра и золота, показали принципиальное отличие оптических полей в проводящих и непроводящих частицах. В настоящей работе выполнены расчеты по теории Ми распределения светового поля в сгустке воздушной плазмы оптического пробоя на $\lambda = 1.06$ мкм.

Исследования оптических полей в плазме лазерного разряда на $\lambda = 1.06$ мкм проведены на ЕС-1046 с четверной точностью расчета сферических функций Риккати-Бесселя. Алгоритмы программы расчета описаны в [4,5]. Вычисления выполнены в диапазоне радиусов частиц $a = 10^{-7} - 10^{-2}$ см. Для каждой частицы рассчитывалось распределение оптического поля в 40 равноотстоящих точках главного диаметра, ориентированного в направлении распространения излучения. В качестве выходной характеристики использованы значения относительной интенсивности B_{ef} поля внутри частицы [1-4]. В расчетах использовано значение комплексного показателя преломления $m = n - i\kappa$ с $n = 0.7$ и $\kappa = 0.45$ для воздушной плазмы оптического пробоя на длине волны 1.06 мкм из работы [6].

На рисунке представлена зависимость интенсивности светового поля B_{ef} внутри плазменного сгустка радиуса a от координаты z (ось z направлена вдоль главного диаметра в направлении распространения излучения на освещенной поверхности $z = 0$) в широком диапазоне значений параметра дифракции $\rho = 2\pi a/\lambda$. Неоднородность электромагнитного поля в частице характеризовалась величиной $\beta = (B_{ef}^{\max} - B_{ef}^{\min})/B_{ef}^{\max}$, где B_{ef}^{\max} и B_{ef}^{\min} — максимальное и минимальное значения поля в частице. Если в качестве критерия однородности ЭМ поля



Проникновение оптического излучения в объем сгустка плазмы оптического пробоя вдоль главного диаметра для различных значений параметра дифракции плазменного сгустка при $m = 0.7 - 0.45i$ и $\lambda = 1.06$ мкм.

ρ : 1 — 0.1, 2 — 0.5, 3 — 1.0, 4 — 1.5, 5 — 3.125; 6 — $B = (I - R) \exp(-\alpha z)$.

в частице принять $\beta < 0.33$, то значения радиусов частиц с однородным распределением поля по объему ограничены сверху величиной $a = 1.7 \cdot 10^{-5}$ см. При этом для $\rho < 0.4$ значение B_{ef} монотонно убывает вдоль главного диаметра от освещенной поверхности до теневой. Для $\rho > 0.5$ вблизи $z = a$ на кривой B_{ef} появляется минимум, который углубляется с ростом радиуса плазменного сгустка. По мере увеличения радиуса сгустка ЭМ поле вытесняется к поверхности. Это сопровождается увеличением относительной разности интенсивности поля на освещенной и теневой стороне. На рисунке приведены также результаты оценки проникновения оптического излучения в объем сгустка плазмы (кривая 6), полученные по закону Бугера,

$$B = (I - R) \exp[-\alpha z], \quad (1)$$

где $R = (m - I)^2 / (m + I)^2$ — коэффициент отражения излучения при нормальном падении на плоскую поверхность, $\alpha = 4\pi\kappa/\lambda$ — коэффициент поглощения плазмы на длине волны λ лазерного излучения.

Видно, что при малых значениях ρ функция $B_{ef}(z)$ заметно отличается от кривой, описываемой соотношением (1). Для $\rho = 0.1$ в центре плазменного сгустка относительная разница B_{ef} и B составляет 20%. Эта разница возрастает по мере увеличения расстояния от освещенной поверхности плазменного сгустка в глубь сгустка и достигает 30% на теневой поверхности сгустка для $\rho = 0.1$. Как видно из рисунка, с возрастанием размера плазменного сгустка разница между результатами расчетов по теории Ми и оценкой по (1) уменьшается, особенно вблизи освещенной поверхности плазменного сгустка. Для значений параметра дифракции, меньших 2.25, во всех точках главного диаметра результаты расчетов по теории Ми превосходят оценки по (1) (кривые 1-4). При дальнейшем росте ρ минимальное значение B_{ef} в центре

плазменного сгустка становится меньше соответствующего значения $B(z)$. В результате на зависимости $B_{ef}(z)$ появляется участок, на котором расчеты по теории Ми дают меньшие значения, чем оценки по (1) (кривая 5). Этот диапазон z захватывает минимум B_{ef} . В данной области параметр β отрицателен и сильно зависит от ρ .

Максимальное значение относительной интенсивности поля в сгустках плазмы оптического пробоя в воздухе на $\lambda = 1.06$ мкм ($m = 0.7-0.45i$) при любых ρ лежит на освещенной полусфере. Максимальная величина поля уменьшается с ростом ρ от $B_{ef}(0) = 1.13$ при $\rho = 0.1$ до $B_{ef}(0) = 0.96$ при $\rho = 1.0$. Увеличение ρ от 1.0 до 1.5 приводит к увеличению $B_{ef}(0)$ и сопровождается приближением формы $B_{ef}(z)$ на начальном участке к (1). При $\rho = 10$ на участке $z < 0.1\lambda$ максимальное значение β составляет 5%. С увеличением ρ до 50 значение $\beta = 5\%$ достигается при $z < \lambda$.

Таким образом, на $\lambda = 1.06$ мкм оптическое поле в плазменном шаре с комплексным показателем преломления $m = 0.7-0.45i$ практически однородно, если параметр дифракции меньше 0.9. С увеличением ρ неоднородность оптического поля в объеме плазменного сгустка возрастает, поле сосредоточивается у поверхности частицы. При этом интенсивность оптического поля на освещенной стороне всегда остается больше интенсивности света в центре теневой полусферы.

Распределение B_{ef} в приповерхностном слое с увеличением радиуса сгустка плазмы приближается к распределению по формуле (1). В слое толщиной 0.1λ это справедливо с точностью 5% для $\rho = 10$, а в слое толщиной λ это выполняется при $\rho = 50$.

Указанные особенности распределения ЭМ поля в сгустках оптического разряда позволяют оценивать структуру оптического поля в освещенной полусфере плазменных сгустков по формуле (1) вместо сложного и трудоемкого расчета по теории Ми, который может быть выполнен только на ЭВМ.

Список литературы

- [1] Белов Н.Н. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 5. С. 14-19.
- [2] Белов Н.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 47-50.
- [3] Белов Н.Н. // Опт. и спектр. 1986. Т. 61. Вып. 6. С. 1331-1336.
- [4] Белов Н.Н. // УФЖ. 1988. Т. 33. № 6. С. 831-834.
- [5] Белов Н.Н. // ДАН СССР. Физика. 1987. Т. 292. № 6. С. 1360-1363.
- [6] Wang C.C., Davis L.I., Jr. // Phys. Rev. Lett. 1979. Vol. 26. N 14. P. 822-825.

Научно-исследовательский
физико-химический институт
им. Л.Я. Карпова
Москва

Поступило в Редакцию
6 апреля 1993 г.