

02; 04

## РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМОЙ ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В АЭРОЗОЛЕ

Н. Н. Белов

Исследования рассеяния излучения плазменными шарами показали, что основной вклад в ослабление излучения воздушной плазмой в дальнем ИК диапазоне дает отражение излучения, а в видимом и ближнем ИК — малоугловое рассеяние. Показано, что модуляция бокового рассеяния связана с увеличением числа и смещением ориентации лепестков индикатрисы рассеяния излучения при увеличении радиуса рассеивающего шара. Построенная теория рассеяния излучения плазмой объясняет основные закономерности процесса, обнаруженные экспериментально.

В результате экспериментального исследования рассеяния излучения лазерной плазмой, проведенного в  $[1^{-3}]$ , выявлены основные особенности зависимостей потоков излучения, рассеянного плазмой, от направления и времени наблюдения, поляризации излучения и условий развития плазмы. Наиболее яркой из них является модуляция рассеянного потока  $[1^{-3}]$ . В настоящей работе впервые построена последовательная теория этого явления, найдена взаимосвязь частоты модуляции со скоростью разлета плазменного фронта и углом измерения рассеянного потока.

1. Постановка задачи. Исследования показали, что области, занятые плазмой оптического разряда (ОР) в аэрозоле, возникают вокруг отдельных частиц и в случае низкой концентрации частиц и широких пучков имеют сферическую форму  $[4]$ . Исследования динамики развития плазменных сгустков при умеренных потоках лазерного излучения ОР показывают, что весь процесс протекает в три этапа  $[5]$ . На первом этапе происходит разогрев частицы и эмиссия электронов с ее поверхности  $[4, 5]$ . При этом плазма, появляющаяся вокруг частицы, оптически неактивна из-за низкой концентрации. Второй этап занимает лавинный рост концентрации плазмы вокруг частицы. Для этого этапа характерна одновременность нарастания радиуса плазмы и ее концентрации  $[5]$ . В результате при построении теории рассеяния излучения плазмой на этапе достижения полной однократной ионизации в общем случае надо пользоваться аппаратом, построенным для шаров со сферически симметричным распределением оптических свойств. Третий этап начинается после достижения почти полной однократной ионизации воздуха, прилегающего к частице, и состоит в сферически симметричном смещении фронта высокой ионизации газа  $[5]$ . Скорость смещения фронта плазмы ОР, инициированного аэрозольной частицей, всегда существенно меньше скорости света  $[6]$ . Это позволяет исследовать рассеяние плазменным шаром в рамках стационарной задачи дифракции. В  $[7]$  показано, что на третьем этапе развития сферического сгустка плазмы ОР его оптические свойства хорошо моделирует однородный шар, характеризуемый комплексным показателем преломления однократно ионизованного воздуха. В  $[7]$  проведены расчеты комплексного показателя преломления на разных этапах развития электронной лавины на длинах волн неодимового (1.06, 0.53 мкм) и рубинового (0.69 мкм) лазеров для широкого спектра  $n_2$  (от  $10^5$  до  $10^{19}$  см $^{-3}$ ) и эффективной частоты соударений электронов с молекулами воздуха. Обнаружено, что на этих длинах волн показатель преломления плазмы ОР в воз-

дуже даже при полной однократной ионизации отличается от единицы не более, чем на  $10^{-3}$ . Максимальное значение мнимой части показателя преломления ( $1.5 \cdot 10^{-4}$ ) оказалось довольно малым. Это позволяет при изучении рассеяния излучения в плазме использовать теорию рассеяния излучения на шаре, показатель преломления которого мало отличается от 1.

2. Расчеты рассеяния излучения плазмой. Расчет интенсивности излучения с длиной волны  $\lambda$ , рассеянного сферической плазменной областью с показателем преломления  $n$  и радиусом  $a$ , выполнен по соотношениям, справедливым для  $|n-1| \ll 1$  [8, с. 246],

$$I_{\varphi} = \frac{|s|^2}{2} f(q) \{1 + 2\alpha\rho^2 [(m_1 + \mu_1 \cos \beta) - \rho^2 (\lambda_1 + \lambda_2 \cos \beta - \lambda_3 \sin^2 \beta)]\}, \quad (1)$$

$$I_{\theta} = \frac{|s|^2}{2} f^2(q) \cos^2 \beta \left\{ 1 + 2\alpha\rho^2 \left[ (m_1 + \mu_1 \cos \beta + \mu_2 \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta}) - \rho^2 (\lambda_1 + \lambda_2 \cos \beta + \lambda_3 \sin^2 \beta - \lambda_4 \frac{\sin^2 \beta}{\cos \beta}) \right] \right\}, \quad (2)$$

где  $\rho = \frac{2\pi}{\lambda} a$  — параметр дифракции рассеивающего шара радиуса  $a$ ,  $\beta$  — угол между направлением распространения лазерного излучения и направлением измерения рассеянного излучения,

$$\alpha = \frac{3}{2\pi} \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2},$$

$m_i, \mu_i$  ( $i = 1, 2$ ) и  $\lambda_i$  ( $i = 1, 5$ ) — коэффициенты из работы [8]:  $m_1 = 3.351$ ,  $\mu_1 = 0.335$ ,  $\mu_2 = 0.502$ ,  $\lambda_1 = 1.428$ ,  $\lambda_2 = 0.46$ ,  $\lambda_3 = 0.0153$ ,  $\lambda_4 = 0.0749$ ,  $\lambda_5 = 0.0328$ ,

$$s = \frac{4\pi a V_0^{1/2} \exp(-ikr)}{\lambda^2 R},$$

$V, a$  — объем и радиус плазменного шара,  $R$  — расстояние от центра шара до точки измерения (здесь и далее  $R = 1$  см),  $I_0$  — интенсивность плоской волны электромагнитного излучения до взаимодействия с плазменным шаром,

$$f_i(q) = \frac{3}{q^3} (\sin q - q_i \cos q) = \frac{3}{q^{3/2}} \sqrt{\frac{\pi}{2}} J_{3/2}(q), \quad (3)$$

$$q = 2ak \sin\left(\frac{\beta}{2}\right), \quad (4)$$

$k = 2\pi/\lambda$  — волновое число излучения,  $J_{3/2}(q)$  — бesselова функция порядка  $3/2$ . Ниже в формуле для  $s$  величина  $I_0$  полагалась равной 1. Это соответствует нормированию потока рассеянного излучения (Вт/ср) на плотность мощности рассеиваемого нерасходящегося лазерного луча (Вт·см $^{-2}$ ). В результате величины  $I_{\varphi}$  и  $I_{\theta}$  перестают зависеть от энергетических параметров рассеиваемого излучения и измеряются в см $^{-2}$ ·ср $^{-1}$ . Переход от этих нормированных величин к реальным осуществляется умножением их на значение интенсивности рассеиваемого излучения. Расчеты показали, что единственной причиной обращения в нуль величин потоков  $I_{\varphi}$  и  $I_{\theta}$  является обращение в нуль функции  $f(q)$ . По мере увеличения аргумента функции  $f(q)$  почти периодически обращается в нуль. Соответственно потоки излучения, рассеянного растущим шаром в направлении  $(\varphi, \theta)$ , периодически равны нулю. В частности, первый нуль (1) и (2) достигается при  $q_1 = 4.49340949$  [9]. Этот и все последующие нули функции  $f(q)$  совпадают с нулями функции Бесселя  $J_{3/2}(q)$ . Согласно правилу венцов [8, 10, с. 581], для поиска нулей функции  $f(q)$  можно пользоваться следующей аппроксимацией:

$$q_i = 4.49340949 + \pi(i - 1). \quad (5)$$

Соотношение (5) выполняется довольно точно. Например, согласно [9], сорок первый нуль функции  $f(q)$  равен  $q_{41} = 130.368427$ , а формула (5) дает

$q_{41}=130.1578$ . Для проведения численных расчетов на ЭВМ по (1) и (2) полезно учесть, что  $f(q)$  выражается через сферическую функцию Риккати—Бесселя первого рода  $j_1(q)$

$$f(q) = \frac{3}{q} j_1(q),$$

для расчета которой разработаны стандартные модули *SSBJK* и *DSSBJK* [11]. Все 50 нулей  $f(q)$  из [9] *DSSBJK* дает с точностью до 14-го знака.

Радиус плазменного шара, развивающегося вокруг аэрозольной частицы, описывает зависимость вида [12]

$$r_p(t) = \begin{cases} 0, & t < t_1, \\ r_1 + V(t - t_1), & t \geq t_1, \end{cases} \quad (6)$$

где  $r_1$  — радиус плазменной области вокруг частицы в момент времени  $t_1$  достижения заданного уровня концентрации электронов,  $V$  — скорость разлета плазменного фронта.

Из (4)—(6) следует, что скорость расширения плазменного шара связана с периодом  $T$  модуляции излучения, рассеянного в направлении  $\beta$ , следующим выражением:

$$T = \frac{\lambda}{4V \sin\left(\frac{\beta}{2}\right)}. \quad (7)$$

**3. Результаты расчета.** Численные исследования угловой структуры рассеяния излучения воздушной плазмой ОР показывают, что в видимом и ближнем ИК диапазонах

**Характеристики индикатрисы рассеяния  $I_\rho$  излучения ( $\lambda=1.06$  мкм) плазменным шаром с  $(n-1)=10^{-6}$**

$\rho$	$\varphi_k$	$I_{0m}, \text{ см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$	$I_{180}, \text{ см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$	$N$ (число лепестков)
0.1	42	$6.58 \cdot 10^{-30}$	$6.53 \cdot 10^{-30}$	2
1	42	$6.58 \cdot 10^{-24}$	$2.81 \cdot 10^{-24}$	2
4	23	$2.7 \cdot 10^{-20}$	$4.29 \cdot 10^{-22}$	6
8	12.5	$1.73 \cdot 10^{-18}$	$2.09 \cdot 10^{-22}$	9
12	8	$1.99 \cdot 10^{-17}$	$1.14 \cdot 10^{-22}$	14
16	6	$1.15 \cdot 10^{-16}$	$6.45 \cdot 10^{-22}$	20
24	4	$1.51 \cdot 10^{-15}$	$9.16 \cdot 10^{-22}$	31
32	3.5	$1.16 \cdot 10^{-14}$	$7.16 \cdot 10^{-22}$	37
36	3	$2.89 \cdot 10^{-14}$	$6.88 \cdot 10^{-21}$	44

и ближнем ИК диапазонах основной вклад дает рассеяние вперед на малые углы. Для малых радиусов плазменного шара ( $\rho \leq 0.1$ ) характерна симметричная рельефовая двухлепестковая индикатриса рассеяния. По мере увеличения  $\rho$  увеличивается лепесток рассеяния вперед. Например, при  $\rho=1$  рассеяние вперед превосходит обратное рассеяние почти в 2.5 раза. При дальнейшем росте  $\rho$  продолжается увеличение интенсивности рассеяния вперед, но оно сопровождается

уменьшением диапазона углов рассеяния — лепесток рассеяния вперед вытягивается и сужается. Если при  $\rho=0.1$  и 1 интенсивность рассеяния падает вдвое при переходе от направления  $\varphi=0$  к  $\varphi_k \approx 42^\circ$ , то для  $\rho=4$  такое изменение происходит уже при  $\varphi_k=23^\circ$ , а для  $\rho=8$  — при  $\varphi_k=12.5^\circ$ . Эта тенденция стягивания лепестка рассеяния вперед сохраняется и для больших  $\rho$  (см. таблицу). При этом интенсивность рассеяния вперед  $I_{0m}$  увеличивается в десятки и сотни раз. Например, интенсивность рассеяния вперед при  $\rho=0.1$  равна  $I_{0m}=6.58 \times 10^{-30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$ , а при  $\rho=1$   $I_{0m}=6.58 \cdot 10^{-24} \text{ см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$ . По мере дальнейшего увеличения  $\rho$  рост величины  $I_{0m}$  замедляется (см. таблицу). Величина обратного рассеяния  $I_{180}$  резко возрастает при переходе от  $\rho=0.1$  к  $\rho=1$ . Однако дальнейший рост  $\rho$  изменяет  $I_{180}$  незначительно (см. таблицу). При  $\rho > 1$  важнейшим изменением индикатрисы рассеяния в процессе увеличения  $\rho$  следует признать появление новых лепестков индикатрисы рассеяния и непрерывное изменение их расположения. На рис. 1 представлены результаты расчета по (2) индикатрисы рассеяния излучения с длиной волны 1.06 мкм плазменными шарами с  $\rho=1$  (кривая 1), 4 (кривая 2), 16 (кривая 3) и 36 (кривая 4). Особенностью рис. 1 является использование логарифмического масштаба на полярной оси. Центру такой модифицированной полярной системы координат соответствует

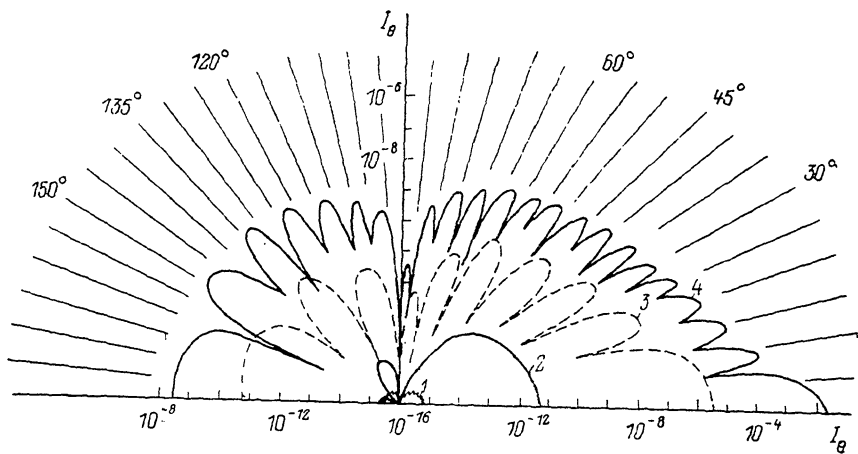


Рис. 1.

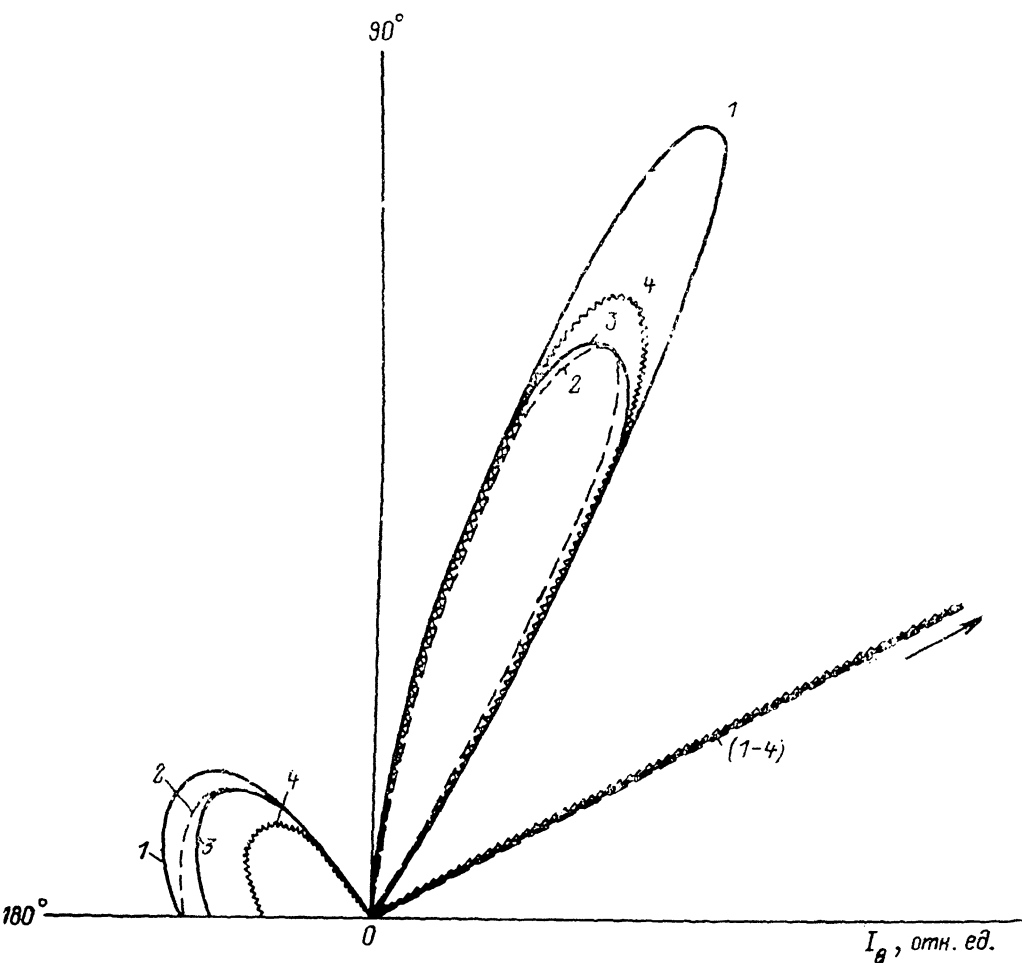


Рис. 2.

интенсивность рассеяния излучения, равная  $10^{-17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$ . В такой системе координат удалось представить одновременно все особенности индикатрисы рассеяния, в частности сопоставить структуры рассеяния вперед и обратного рассеяния. Расчеты показали, что для  $|n-1|$  в диапазоне ( $10^{-6}-10^{-1}$ ) форма индикатрисы рассеяния практически не зависит от  $n$ .

На рис. 2 представлены формы индикатрисы рассеяния излучения  $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$  плазменным шаром с  $\rho=8$  и  $n=0.9$  (кривая 1), 0.99 (кривая 2), 0.999 (кривая 3), 0.999999 (кривая 4). Лепесток малоуглового рассеяния значительно превышает все другие, и поэтому на рис. 2 указан лишь схематически. На рис. 2 использована обычная полярная (линейная по  $I$ ) система координат, которая не позволяет одновременно отразить специфику малоуглового рассеяния и рассеяния назад при  $\rho > 1$ . Интенсивность рассеяния излучения в заданном направлении оказалась экспоненциально связанной с величиной

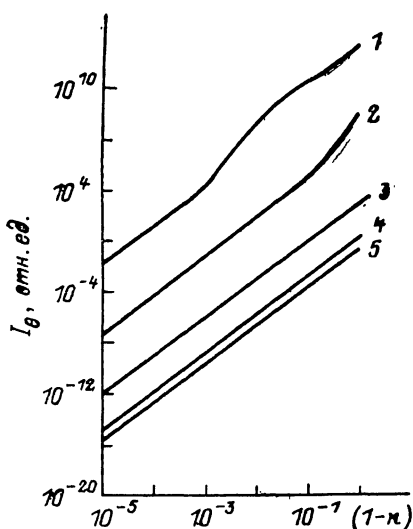


Рис. 3.

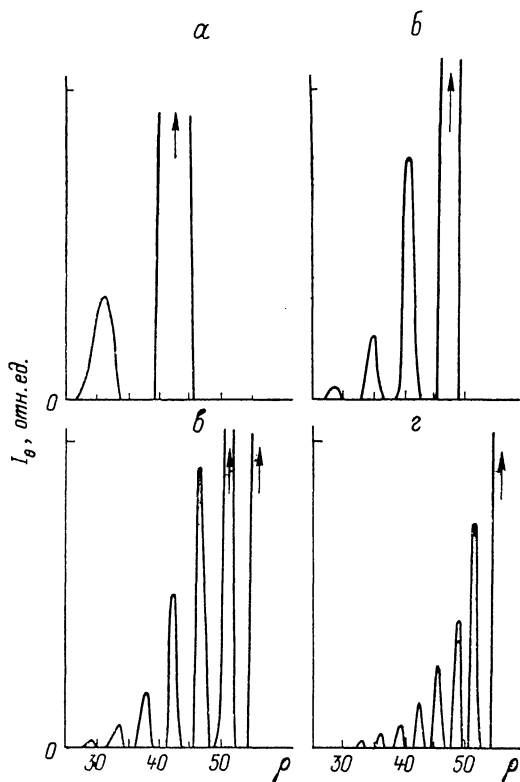


Рис. 4.

$|n-1|$ . Рис. 3 характеризует зависимость от  $|n-1|$  рассеяния излучения  $1.06 \text{ мкм}$  плазменным шаром с  $a=10^{-2} \text{ см}$  под углом  $\varphi=0$  (кривая 1),  $60^\circ$  (кривая 2). Кривые 3—5 дают представление о рассеянии излучения плазменным шаром с  $a=10^{-3} \text{ см}$  под углами  $\varphi=0, 60$  и  $135^\circ$  соответственно. Таким образом, изменение в широких пределах величины  $n$  в процессе развития плазменной сферы (не изменяющей свой радиус) приводит к экспоненциальному росту рассеяния излучения плазмой, хотя практически не изменяет диаграммы направленности рассеяния. На рис. 4 представлены зависимости от параметра дифракции плазменного шара ( $n=0.999$ ) потоков излучения ( $\lambda=1.06 \text{ мкм}$ ), рассеянного в направлении  $\varphi=30$  (а),  $60$  (б),  $90$  (в),  $180^\circ$  (г). Параметр дифракции  $\rho$  разлетающегося плазменного шара непрерывно увеличивается. Из (6) следует линейность изменения  $\rho$  во времени

$$t = \frac{\lambda \rho}{2\pi V} + \text{const.}$$

Поэтому данные рис. 4 можно представить как зависимость рассеяния излучения растущим плазменным шаром от времени, заменив ось абсцисс на временную ось.

4. Сопоставление с экспериментом. В хорошем согласии с приведенными выше результатами расчетов находятся экспериментальные

исследования [1-3] рассеяния излучения с  $\lambda=1.06$  и  $0.69$  мкм плазмой оптического разряда в воздухе и у поверхности мишени. В разделе 3 показано, что основной вклад в энергетiku дает рассеяние вперед на малые углы относительно оси распространения рассеиваемого излучения. Поэтому появление довольно широкого конуса рассеяния в [1, 2] говорит о рассеянии на малых плазменных очагах. Модуляцию потока рассеянного излучения [1, 3] хорошо объясняет изменение положения и количества лепестков индикатрисы рассеяния растущим плазменным (или паровым [3]) шаром. В случае [3] заметное рассеяние происходит на сферически разлетающихся от мишени слоях горячего пара. Об этом говорит характерный период модуляции рассеянного излучения, равный  $1$  нс [3]. Из (7) следует, что этому периоду соответствует звуковая скорость  $\sim 10^5$  см/с расширения фронта оптической неоднородности. Светодетонационному режиму разлета плазмы при  $\lambda \approx 1$  мкм соответствует малый период модуляции ( $\leq 10^{-10} - 10^{-12}$  с), что существенно затрудняет регистрацию таких процессов. Формула (7) хорошо описывает экспериментально обнаруженное в [1] увеличение частоты модуляции рассеянного излучения с увеличением угла наблюдения.

Таким образом, построенная теория хорошо описывает все основные закономерности рассеяния излучения в плазме оптического разряда.

### Выводы

1. Основной вклад в энергетiku распространения видимого и ближнего ИК излучения в плазме оптического разряда в аэрозоле дает рассеяние на малые углы. По мере увеличения радиуса плазменного шара интервал углов малоуглового рассеяния уменьшается, а доля рассеянного вперед света увеличивается.

2. Модуляцию излучения, рассеянного плазмой оптического пробоя, обеспечивает последовательное пересечение площадки фотоприемника лепестками индикатрисы рассеяния, зарождающимися в процессе роста плазменного шара.

### Литература

- [1] Глебов Л. Б., Ефимов О. М., Петровский Г. Т., Роговцев Г. Н. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 10. С. 2077—2081.
- [2] Korobkin V. V., Alcock A. J. // Phys. Rev. Lett. 1968. Vol. 21. N 20. P. 1433—1436.
- [3] Крохин О. Н., Михайлов Ю. А., Пустовалов В. В. и др. // ЖЭТФ. 1975. Т. 69. Вып. 1 (7). С. 206—220.
- [4] Белов Н. Н. // Тез. докл. XIV Всесоюз. конф. «Актуальные вопросы физики аэродисперсных систем». Одесса, 1986. Т. 1. С. 82.
- [5] Белов Н. Н. // Тез. докл. III Всесоюз. совещ. по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Обнинск, 1985. Ч. IV. С. 68—70.
- [6] Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
- [7] Белов Н. Н. // Тез. докл. XIV Всесоюз. конф. «Актуальные вопросы физики аэродисперсных систем». Одесса, 1986. Т. 2. С. 2—246.
- [8] Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.; Л., 1951. 272 с.
- [9] Таблицы нулей функций Бесселя / Под ред. К. А. Карпова. М., 1967. 95 с.
- [10] Тверской П. Н. Курс метеорологии (физика атмосферы). М.: Гидрометеиздат, 1962. 699 с.
- [11] Математическое обеспечение ЕС ЭВМ. Минск, 1975. № 6. Ч. 5. 215 с.
- [12] Белов Н. Н. // Ослабление лазерного излучения плазмой оптического пробоя. Томск, 1979. Ч. 1. С. 130—134.

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

Поступило в Редакцию  
9 января 1987 г.  
В окончательной редакции  
25 ноября 1987 г.