

04:07

©1993 г.

## ОПТИЧЕСКАЯ ОДНОРОДНОСТЬ ПОТОКА В ЕМКОСТНОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ

*И.А.Алексеев, Г.А.Баранов, А.С.Борейшо, А.К.Зинченко, В.В.Лобачев*

Рассматриваются результаты экспериментального исследования оптической однородности потока газа с высокочастотным разрядом. Исследования проводились методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии. Для определения степени искажений волновой поверхности использовался аппарат скалярной теории дифракции, на основании которого рассчитывалось число Штреля, а также угол расходимости излучения для режима однократного зондирования рабочей среды. Оптическая однородность потока исследовалась в зависимости от основных режимных параметров работы технологического быстропоточного  $\text{CO}_2$  лазера. Показано, что в ВЧ разряде с поперечным потоком газа основные неоднородности сосредоточены в приэлектродных зонах, которые приводят к уменьшению максимальной интенсивности в дальней зоне и увеличению расходимости излучения. В области ядра потока реализуется искажение типа "оптический клин", приводящее к изменению направления на центр диаграммы направленности излучения, причем величина смещения пропорциональна величине энерговклада в разряд. В прокачном лазере с неустойчивым резонатором ( $M = 2$ ) абберации волнового фронта генерируемого излучения больше, чем в однопроходном усилителе, и величина расходимости излучения ожидается в пределах 5 дифракционных порядков по величине половины энергии.

Использование в газовом лазере емкостного высокочастотного (ВЧ) разряда [1] для эффективного преобразования электрической энергии в энергию вынужденного излучения имеет ряд преимуществ. В сравнении с разрядом постоянного тока ВЧ разряд более устойчив к контракции [2,3], что позволяет значительно повысить удельные энерговклады в газовую смесь. Но при использовании ВЧ разряда активная среда в разрядной камере неоднородна, что связано со структурой самого разряда и газового потока. Это приводит к градиентам показателя преломления среды и вызывает искажения пространственной фазовой структуры излучения.

Известно [4], что неоднородность пространственного распределения амплитуды световой волны не так сильно влияет на параметры излучения, как фазовые искажения. Даже небольшие искажения волнового фронта (порядка длины волны) приводят к сильному увеличению расходимости излучения и изменению направления на центр диаграммы направленности излучения (ДНИ) [4]. Для прокачных технологических элек-

троразрядных лазеров эти искажения, связанные в первую очередь с неоднородным разогревом газа в газоразрядной камере лазера, зависят от мощности, вкладываемой в разряд, причем искажения могут носить и нестационарный характер. В связи с этим представляет практический интерес получение информации об оптической однородности газового потока в самостоятельном ВЧ разряде с целью выработки практических рекомендаций по повышению качества излучения лазерных технологических установок.

Экспериментальная установка представляла собой модельный технологический быстропротеочный  $\text{CO}_2$  лазер [5]. Емкостной ВЧ разряд с частотой поля  $f = 1.76$  МГц поддерживался между двумя плоскими охлаждаемыми электродами, отстоящими друг от друга на расстоянии 30 мм. Электроды отделялись от разрядной зоны диэлектриком с удельной емкостью  $0.4$  пФ/см<sup>2</sup>. Удельная объемная мощность энерговозложения достигала  $7$  Вт/см<sup>3</sup>, а массовый энерговыклад —  $200$  Дж/г. Газодинамический тракт установки обеспечивал на входе в разрядную камеру плоский профиль скорости. Рабочая среда представляла собой смесь газов в объемной пропорции  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:12:8$ , давление которой менялось в диапазоне  $5.5\text{--}13.5$  кПа, а скорость на входе в разрядную камеру составляла  $30\text{--}60$  м/с.

Оптическая однородность среды исследовалась методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии [6], имеющей ряд преимуществ в сравнении со сдвиговой интерферометрией, примененной для этих целей в [7]. Для зондирования использовался рубиновый лазер, работающий в режиме свободной генерации. При этом длительность экспозиции составляла  $0.1$  мс, что обеспечивало получение контрастных интерферограмм. Оптическая схема регистрации позволяла фиксировать на интерферограмме не только область разряда протяженностью  $100$  мм,

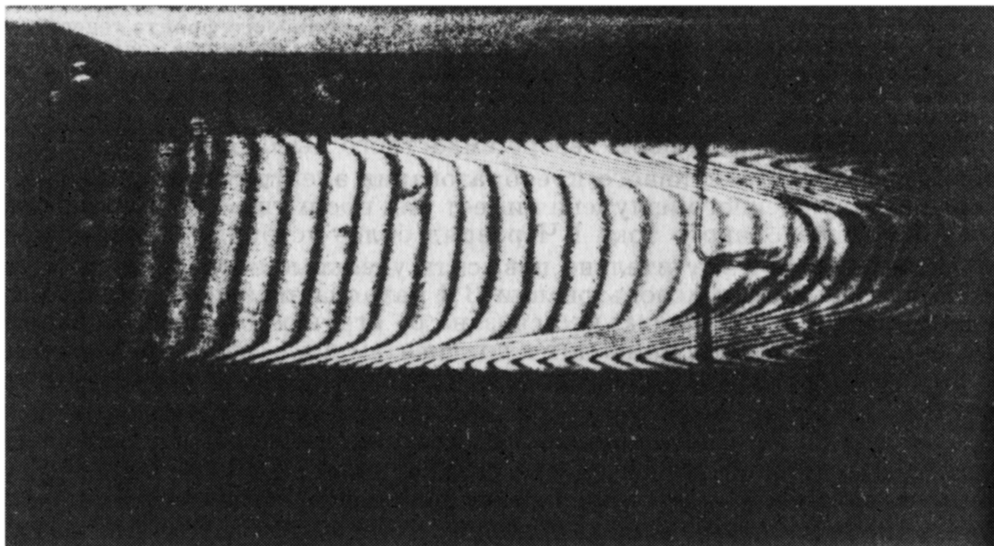


Рис. 1. Голографическая интерферограмма области течения в газоразрядной камере.

но и область с невозмущенным течением. Согласно [6], ошибка в определении градиентов показателя преломления при точности измерения в четверть интерференционной полосы не превышала 15%.

На рис. 1 приведена характерная интерферограмма области течения в газоразрядной камере. Из интерферограммы видно, что имеют место две зоны течения: приэлектродные области с большими поперечными градиентами рефракции и область ядра потока с достаточно медленным изменением показателя преломления вниз по потоку. Вблизи электродов газ нагревается интенсивнее, чем в ядре потока, что связано с развитием пограничного слоя при небольших числах Рейнольдса в условиях объемного энерговыделения в газ. Толщина теплового пограничного слоя увеличивалась вниз по потоку и на выходе из разрядной камеры составляла приблизительно 7 мм со стороны каждого электрода. Интенсивное охлаждение электродов обеспечивало принудительный отток тепла из области пограничного слоя в стенку, что подтверждается характерным профилем показателя преломления вблизи электродов.

Изометрия восстановленного с интерферограммы волнового фронта представлена на рис. 2. Выделяются неоднородности рефракции в приэлектродных зонах, причем пространственный масштаб и величина этих неоднородностей возрастают вниз по потоку. Фазовый набег вниз по потоку изменяется медленнее, а в центре разрядной зоны практически линейно, что соответствует линейному уменьшению плотности вниз по потоку для движущегося с дозвуковой скоростью газа при объемном энерговыделении. В исследованном диапазоне энерговыделений и давлений температура в ядре потока увеличивалась на 20–100 К, тогда как увеличение температуры в области пограничного слоя составляло 40–180 К. Бо-

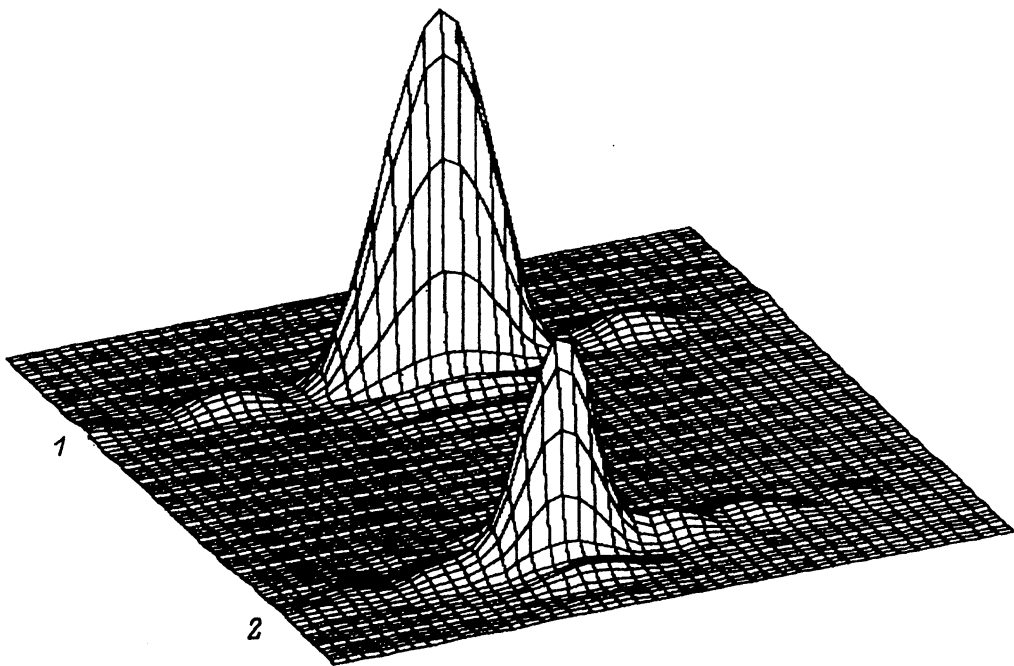


Рис. 2. Изометрия волнового фронта, восстановленного с интерферограммы при давлении 13.5 кПа и энерговыкладе 130 кДж/кг.

лее обстоятельный анализ механизмов нагрева смеси газов в ВЧ разряде, приводящих к отмеченным неоднородностям показателя преломления, изложен в [6]. Там же приводятся и характерные величины изменения показателя преломления в разрядной камере.

Для определения степени искажений волновой поверхности, регистрируемой в процессе экспериментального исследования движущейся газовой среды при объемном энерговыделении в ВЧ разряд, использовался аппарат скалярной теории дифракции [8]. Для излучения с единичной амплитудой и распределением фазы, полученным после обработки интерферограмм, рассчитывалась дифракция на выходной апертуре в приближении Фраунгофера с получением двумерной ДНИ по соотношению [8]

$$\frac{I(x, y)}{I_0} = \frac{1}{(L_x L_y)^2} \left| \int_{L_x} \int_{L_y} \exp[-j\phi(x_1, y_1)] \exp \left[ -j \frac{k}{z} (xx_1 + yy_1) \right] dx_1 dy_1 \right|^2,$$

где  $I(x, y)$  — интенсивность излучения в зоне Фраунгофера;  $I_0$  — интенсивность излучения в центре идеальной ДНИ;  $L_x, L_y$  — размеры апертуры источника по двум осям;  $\phi(x_1, y_1)$  — функция волновой поверхности в апертуре источника;  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число;  $\lambda$  — длина волны излучения;  $z$  — удаление от источника.

При искажениях волнового фронта ДНИ трансформируется, в результате чего происходят перераспределение энергии из ее центрального лепестка в боковые дифракционные порядки, а также ее угловое смещение. Для определения степени искажений ДНИ использовалось число Штреля (Sh) [9], представляющее собой максимальное значение относительной интенсивности в дальней зоне и являющееся одним из интегральных критериев оптической однородности газового потока [10]. Дифракционный интеграл рассчитывался на ЭВМ для выбранной апертуры, в которой волновой фронт аппроксимировался точечной функцией на ортогональной сетке с равномерным шагом. Помимо числа Штреля расчет дифракционной картины позволил получить угол расходимости излучения и величину смещения центра ДНИ при однократном распространении излучения в среде (режим однопроходного усилителя).

Расчеты проводились для прямоугольной апертуры 30×50 мм; такая апертура реализуется в усилителе с межэлектродным зазором 30 мм и длиной разряда по потоку 50–60 мм в однопроходной схеме и 100–110 мм в двухпроходной. Исследовались искажения волновых фронтов при прохождении излучением первой (выше по потоку) и второй (ниже по потоку) половины разрядной камеры. Как видно из рис. 1 и 2, для верхней половины разрядной камеры характерны малые градиенты показателя преломления в ядре потока и узкие приэлектродные слои. В нижней части разряда наблюдаются большие изменения показателя преломления вниз по потоку и широкие приэлектродные зоны со значительными поперечными оптическими неоднородностями. При регистрации волнового фронта протяженность исследуемой среды вдоль направления зондирования составляла 250 мм, а при решении дифракционной задачи фазовый набег увеличивался в 8 раз в предположении пропорционального накопления возмущений, что соответствует протяженности газовой среды по лучу

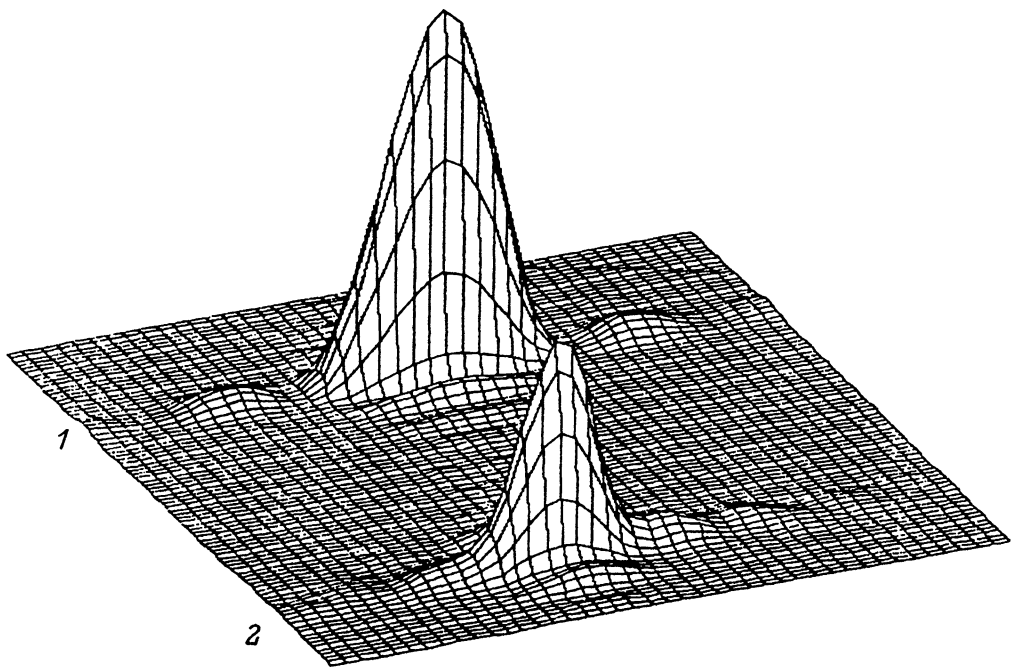


Рис. 3. Диаграммы направленности излучения в дальней зоне.

1 — результат идеальной дифракции; 2 — расчет по полученному с интерферограммы волновому фронту при условиях, соответствующих рис.2.

2 м. На рис. 3 представлены две ДНИ: первая — результат дифракции излучения с плоским волновым фронтом, вторая рассчитана по полученному с интерферограммы волновому фронту для первой половины камеры. Диаграмма исказилась таким образом, что ее максимум ( $Sh$ ) снизился до уровня 0.6. На том же рисунке нанесены угловые размеры ДНИ, которые составили величину  $3 \cdot 10^{-3}$  рад при исходной ширине  $7 \cdot 10^{-4}$  по уровню половины мощности. За счет падения общего уровня плотности вниз по потоку возникло искажение типа оптического клина, приведшее к смещению центра ДНИ на величину 0.2 мрад.

На рис. 4 представлена зависимость  $Sh$  от удельного энерговклада в ВЧ разряд при различных давлениях газа. Увеличение мощности энерго-вложения привело к снижению оптической однородности потока. Наиболее приемлемым является давление 10.5 кПа, при котором в условиях наивысших реализованных энерговкладов  $Sh$  сохраняет высокие значения. Увеличение возмущений вниз по потоку значительно ухудшает оптическую однородность среды, что подтверждается соответствующим уменьшением значений  $Sh$  для второй половины разрядной камеры в сравнении с ее первой половиной на рис. 4.

Результаты расчета расходимости излучения для режима одностороннего зондирования рабочей среды представлены на рис. 5. Расходимость, отнесенная к дифракционной расходимости излучения с плоским волновым фронтом, рассчитывалась по 50%-ному уровню мощности [4]. Этот рисунок показывает тенденцию увеличения расходимости излучения за счет ухудшения оптической однородности потока при увеличении

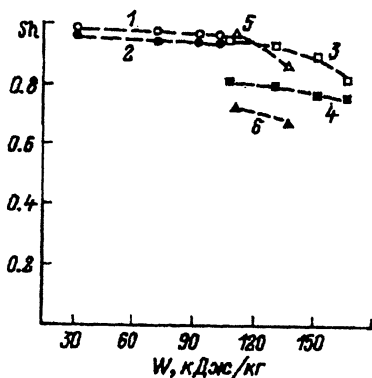


Рис. 4. Зависимость  $Sh$  от удельного энерговклада в разряд.

1, 2 — давление 5.5; 3, 4 — 10.5;  
5, 6 — 13.5 кПа; 1, 3, 5 — первая половина;  
2, 4, 6 — вторая половина разрядной камеры.

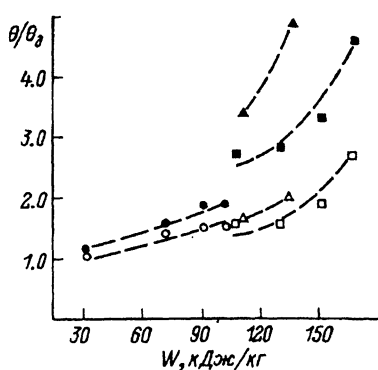


Рис. 5. Зависимость расходимости излучения от удельного энерговклада в разряд.

Обозначения соответствуют рис.4.

мощности энерговложения в среду. При малых энерговкладах, когда среда остается практически однородной, расходимость близка к своему дифракционному пределу. Двукратное превышение дифракционной расходимости, которое, по-видимому, вполне допустимо, реализуется в первой половине разрядной камеры при энерговкладах не более 150 Дж/г при всех давлениях.

Наиболее опасными являются поперечные по отношению к направлению течения газа неоднородности, характерный размер которых в нижней части разрядной камеры достигает 7 мм у каждого электрода. Для прямой проверки этого обстоятельства был проведен расчет ДНИ для зондирующего пучка меньших размеров (20×50 мм) так, что из рассмотрения исключались приэлектродные области по 5 мм с каждой стороны, где сосредоточены наиболее значительные градиенты показателя преломления. Исходный волновой фронт имел наихудшие условия по однородности ( $Sh=0.65$  и  $\theta/\theta_d = 5$ ), что соответствовало энерговкладу 145 Дж/г при давлении 13.5 кПа в нижней по потоку части разряда. Уменьшение апертуры привело к увеличению  $Sh$  до значения 0.89, а  $\theta/\theta_d$  — до 1.1. Очевидно, что для получения вынужденного излучения с минимальной расходимостью резонатор необходимо строить таким образом, чтобы исключить из рассмотрения оптически неоднородные приэлектродные зоны.

Представляется важной величина смещения центра ДНИ в продольном направлении за счет разогрева газа в разрядной камере вниз по потоку. Ввиду того что структура искажений в поперечном направлении имеет близкий к симметричному виду относительно продольной оси канала (рис. 2), смещения ДНИ в поперечном направлении не происходит. Продольное смещение — следствие развития в газовом потоке искажения типа “оптический клин”, зависимость которого от мощности энерговложения в разряд для первой половины разрядной камеры показана на рис. 6. Смещение ДНИ линейно растет с увеличением энерговклада и при однократном зондировании не превышает величину 0.1 мрад.

Изложенные выше результаты справедливы для однократного прохождения световой волны через среду, что соответствует режиму однопроходного лазерного усилителя. Целесообразна оценка искажений волнового фронта излучения, генерируемого  $CO_2$  лазерами с неустойчивыми

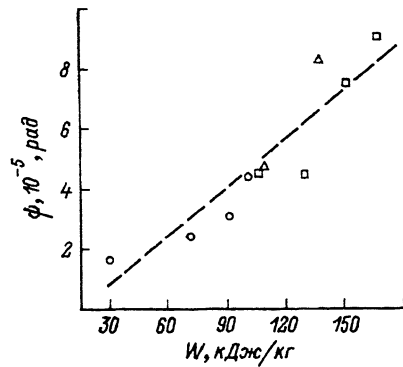


Рис. 6. Зависимость угла оптического клина в ядре потока от удельного энерговклада в разряд.

Обозначения соответствуют рис. 4.

резонаторами, которые нашли широкое применение в установках с большими объемами движущейся активной среды, в частности в технологических электроразрядных  $\text{CO}_2$  лазерах. В [4] установлена связь между искажениями волнового фронта при однократном прохождении среды параллельным пучком и качеством вынужденного излучения, формируемого телескопическим неустойчивым резонатором. Расчет абберационных коэффициентов первого порядка показал, что для резонатора с  $M = 2$  луч будет отклоняться на выходе такого резонатора (в зависимости от энерговклада в среду) на 0.05–3 мрад. Расчет коэффициентов второго порядка показал, что для лазера с исследованной активной средой расходимость излучения превысит дифракционный предел в 1.5–5 раз для первой половины разряда и вдвое больше при установке резонатора во второй половине разряда, где оптические неоднородности намного больше.

В результате проведенных исследований показано следующее.

1. В емкостном ВЧ разряде с поперечным потоком газа основные оптические неоднородности сосредоточены в приэлектродных областях. Их характерный размер увеличивается вниз по потоку и на расстояниях порядка длины релаксации колебательной энергии превышает 5 мм.

2. Приэлектродные неоднородности приводят к уменьшению максимальной интенсивности ДНИ в дальней зоне и увеличению расходимости излучения. В режиме однопроходного усилителя с двухметровой активной средой  $\theta/\theta_d < 2.5$ , а в неблагоприятных условиях (высокое давление, протяженный по потоку разряд) это отношение может достигать 5.

3. Оптический клин приводит к изменению направления на центр ДНИ, причем угол смещения пропорционален энерговкладу в разряд и в режиме усилителя не превышает величину 0.1 мрад.

4. В прокачном лазере с неустойчивым резонатором ( $M = 2$ ) абберации волнового фронта генерируемого излучения больше, чем в однопроходном усилителе. Расходимость излучения ожидается  $\theta/\theta_d < 5$ , хотя в некоторых неблагоприятных условиях (например, при давлении более 10.5 кПа) увеличение угла расходимости может достигать 10. Угол отклонения луча на выходе из резонатора изменяется в диапазоне 0.05–0.3 мрад и также зависит от энерговклада.

5. В технологических лазерах и усилителях на основе протяженного ВЧ разряда с поперечным потоком газа можно ожидать получения высокой мощности излучения при удовлетворительном его качестве.

## Список литературы

- [1] Акиртава О.С., Джикия В.Л., Кеития З.А., Шенгелия Н.А. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 20. С. 1231-1234.
- [2] Eckbrreth A.C., Davis J.W. // Appl. Phys. Lett. 1972. Vol. 21. N 1. P. 25-27.
- [3] Алексеев И.А., Баранов Г.А., Бутаев Ю.Б. и др. // Тез. докл. на VI Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Л., 1983. Т. II. С. 141-143.
- [4] Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и лазерные пучки. М.: Наука, 1990. 264 с.
- [5] Астахов А.В., Бутаев Ю.Б., Баранов Г.А. и др. Препринт НИИЭФА. № П-А-0494. Л., 1980. 24 с.
- [6] Алексеев И.А., Баранов Г.А., Зинченко А.К. и др. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 7. С. 18-26.
- [7] Акиртава О.С., Артамонов А.В., Артемов В.М. и др. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 12. С. 2454-2457.
- [8] Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
- [9] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 417 с.
- [10] Борейшо А.С., Дуюнов С.И., Лобачев В.В. и др. // ПМТФ. 1989. № 4. С. 94-98.

Научно-исследовательский институт  
электрофизической аппаратуры им.Д.В.Ефремова  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
17 июня 1992 г.