

ВЛИЯНИЕ СПЕКТРА ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА НА ФРТ ДИФРАКЦИОННОГО МИКРООБЪЕКТИВА ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ СЧИТЫВАЮЩЕЙ ГОЛОВКИ

В [1], [2] сообщалось о результатах работы по созданию дифракционного микрообъектива (ДМО) для считывающей головки лазерного цифрового проигрывателя. ДМО был рассчитан и изготовлен для работы с полупроводниковым (п/п) лазером в оптической схеме с переносом изображения "из точки в точку". При расчете предполагалось, что источник света точечный, одночастотный. Однако в зависимости от условий работы, температуры кристалла, срока службы и т.д. число продольных мод и длина волны основной моды в излучении п/п лазера могут изменяться, что приводит к появлению сферических aberrаций. Цель работы - определить (теоретически и экспериментально) допустимые отклонения в спектре излучения источника света, которые не влияют существенно на качество изображения ДМО.

Качество фокусирующих объективов для считывающих головок удобно оценивать по критерию Марешаля [3], который связывает нормированную интенсивность в дифракционном фокусе (число Штреля Q) со среднеквадратичным отклонением фазы волнового фронта от опорной сферы $(\Delta\Phi)^2$. Если aberrации малы, то

$$Q \approx 1 - (\Delta\Phi)^2, \quad (1)$$

где

$Q = I/I_0$ - отношение максимальных интенсивностей в aberrированном дифракционном изображении точечного источника I и в изображении, сформированном той же системой при отсутствии aberrаций I_0 ;

$(\Delta\Phi)^2 = \overline{\Phi^2} - (\overline{\Phi})^2$ - среднеквадратичная ошибка фазовой функции ДМО.

Фазовая функция ДМО вычислялась для определенных параметров: длины волны λ ; апертуры a ; толщин d_1, d_2 подложки и защитного стекла с показателем преломления n_1 и n_2 ; расстояния источника и изображения до дифракционной структуры без учета знаков z_1, z_2 (рис. 1). Для изготовления фотошаблонов использовались члены разложения функции по ρ до восьмой степени (ρ - расстояние от центра структуры ДМО, изменяющееся от 0 до a). Для определения технологических допусков достаточно ограничиться четвертой степенью разложения

$$\Phi = (\alpha_1 + \alpha_2)\rho^2 - (\beta_1 + \beta_2)\rho^4, \quad (2)$$

где

$$\alpha_1 = 2\pi/(\lambda \cdot b_{11}); \quad \alpha_2 = 2\pi/(\lambda \cdot b_{21});$$

$$\beta_1 = (2\pi/\lambda)(b_{12}/b_{11}^4); \quad \beta_2 = (2\pi/\lambda)(b_{22}/b_{21}^4);$$

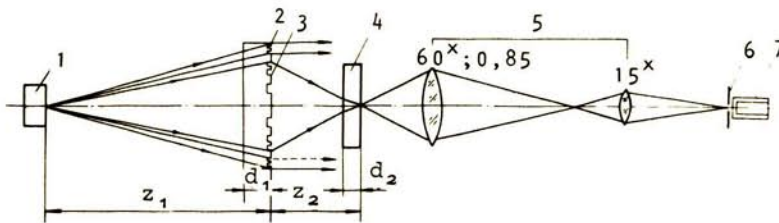


Рис. 1. Оптическая схема установки для исследования ФРТ дифракционных микролинз: 1 - источник излучения; 2 - дифракционная микролинза; 3 - вспомогательная кольцевая микролинза для настройки схемы; 4 - пластинка, имитирующая защитное покрытие компакт-диска; 5 - микроскоп; 6 - микродиафрагма; 7 - фотоумножитель

$$b_{11} = 2[z_1 + d_1 \{(1/n_1) - 1\}]; \quad b_{21} = 2[z_2 + d_2 \{(1/n_2) - 1\}];$$

$$b_{21} = 2[z_1 + d_1 \{(1/n_1^3) - 1\}]; \quad b_{22} = 2[z_2 + d_2 \{(1/n_2^3) - 1\}].$$

Найдем ошибку фазовой функции $\Delta\varphi$ при изменении длины волны λ ; для этого учтем, что во всех коэффициентах (2) зависимость от λ проявляется в виде умножения на $(1/\lambda)$, например, $\partial\alpha/\partial\lambda = -\alpha/\lambda$,

$$\Phi = \Delta\varphi = \left(-\frac{\alpha_1}{\lambda_0} \Delta\lambda - \frac{\alpha_2}{\lambda_0} \Delta\lambda + \frac{\partial\alpha_2}{\partial z_2} \Delta z_2 \right) \rho^2 + \left(\frac{\beta_1}{\lambda_0} \Delta\lambda + \frac{\beta_2}{\lambda_0} \Delta\lambda - \frac{\partial\beta_2}{\partial z_2} \Delta z_2 \right) \rho^4, \quad (3)$$

где λ_0 - расчетная длина волны.

После вычисления среднеквадратичной ошибки по (1) находим число Штреля Q при подходящем выборе центра опорной сферы Δz_2

$$\Delta z_2 = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} (\alpha_1 + \alpha_2) / \frac{\partial\alpha_2}{\partial z_2};$$

$$Q = 1 - \frac{4a^8}{45} \left[\beta_1 + \beta_2 - \frac{\partial\beta_2}{\partial z_2} (\alpha_1 + \alpha_2) / \frac{\partial\alpha_2}{\partial z_2} \right]^2 \frac{\Delta\lambda^2}{\lambda_0^2}. \quad (4)$$

Расчетное значение $\Delta\lambda$ при $Q \geq 0,8$ составляет $\pm 32 \text{ \AA}$.

Оценка влияния ширины спектра источника на качество изображения проводилась по следующей аналитической формуле [3]:

$$Q = \frac{k}{\sum_{n=-k}^k} c_n \left(\frac{\sin np/4}{np/4} \right)^2, \quad (5)$$

где

$(2k+1)$ - количество продольных мод;

c_n - вес n -й моды;

$p = \frac{2\pi a^2}{\lambda_0^2 z_2} \Delta$ (λ_0 - длина волны основной моды, Δ - расстояние между соседними модами).

Практическая оценка системы по значению Q не всегда возможна, так как неизвестно реальное абсолютное значение Q для идеальной системы. В таких случаях качество изображения можно контролировать по функции рассеяния точки ФРТ [3], например, по отношению интенсивности в 1-ом максимуме и минимуме к максимуму интенсивности в центре. В безабберационном изображении интенсивность в 1-ом максимуме составляет 1,75%, а в минимуме равна нулю.

Экспериментальная проверка качества изображения ДМО проводилась на установке, оптическая схема которой приведена на рис. 1. Распределение интенсивности в

фокальной плоскости ДМО переносилось с увеличением $\sim 1000^x$ на подвижную цель с фотоумножителем и фиксировалось на ленте самописца. В качестве источников излучения использовались He-Ne лазер ($\lambda = 0,63$ мкм), который, можно считать, не вносит aberrаций в ФРТ микролинзы и полупроводниковый лазер типа ИЛПН-210А ($\lambda = 0,79$ мкм), ширина спектра которого задавалась режимом работы. Изменение ширины спектра п/п лазера достигалось путем регулирования температуры кристалла ступенчато через $\sim 2^\circ\text{C}$ при постоянном токе накачки. Одновременно это приводило к изменению мощности и сдвигу длины волны. Экспериментальная зависимость мощности излучения от температуры кристалла представлена на рис. 2, мощность дана в значениях тока диода J , помещенного за лазером. Сдвиг длины волны излучения для всех используемых режимов работы лазера относительно расчетного значения не превышает 17 \AA (рис. 3), что лежит в допустимых пределах ($\pm 32 \text{ \AA}$), и его влияние на ФРТ можно не учитывать.

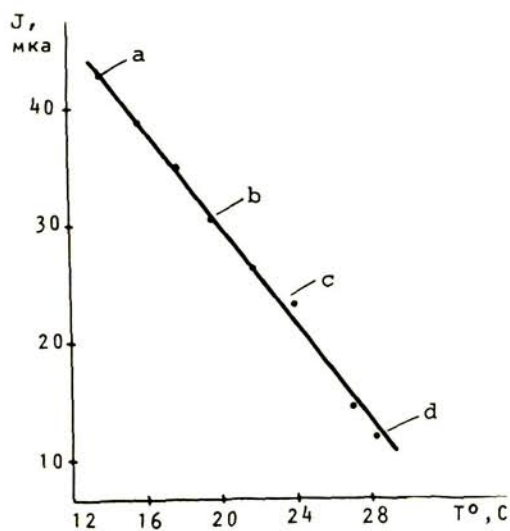


Рис. 2. Зависимость тока диода J от температуры кристалла T

Спектр излучения п/п лазера при всех режимах записывался на спектрометре ДФС-24. На рис. 4 графически показано, как изменяется ширина спектра источника в соответствии с различными значениями тока диода. Согласно рисункам 2 и 4 наиболее узкий спектр шириной от 1 до 10 А (1-3 продольные моды) наблюдается при температуре кристалла от 14 до 20°C . Ширина спектра определялась на уровне $0,1$ интенсивности основной моды. Наиболее характерные спектры излучения п/п лазера приведены на рис. 3. Они соответствуют точкам а, б, с и д на рис. 4. Распределение интенсивности в фокальной плоскости ДМО, записанное с лазером, работающим в указанных режимах, представлено на рис. 5 (а-д), а на рис. 6 - то же с He-Ne лазером, имеющим значительно более узкий спектр излучения (ширина контура усиления составляет $0,03 \text{ \AA}$).

Для оценки ФРТ, согласно критерию Марешаля, выполнены расчеты Q по формуле (5) для условий, которым соответствуют функции, представленные на рис. 5 (b, c, d); получены значения $0,89$, $0,81$ и $0,26$ соответственно. Значения Q , вычисленные из эксперимента при условии нормировки интенсивности по ФРТ и представленные на рис. 5а (одноимодовый спектр источника), равны $0,85$, $0,70$ и $0,22$ соответственно. Пересчет мощности сделан по току диода из графика на рис. 2.

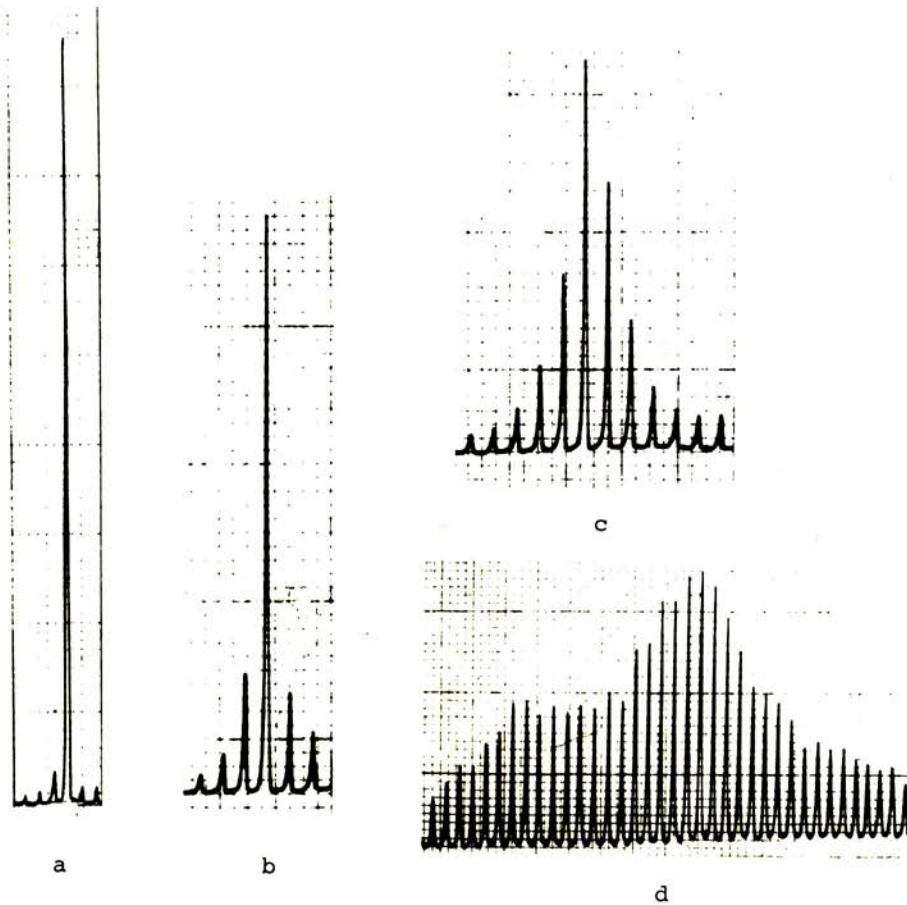


Рис. 3. Спектры излучения п/п лазера при различных режимах работы: а) $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$, $\lambda_{\text{max}} = 788,3 \text{ нм}$; б) $\Delta\lambda = 10,5 \text{ \AA}$, $\lambda_{\text{max}} = 788,3 \text{ нм}$; в) $\Delta\lambda = 30 \text{ \AA}$, $\lambda_{\text{max}} = 788,3 \text{ нм}$; д) $\Delta\lambda = 180 \text{ \AA}$, $\lambda_{\text{max}} = 789,4 \text{ нм}$. Ширина спектра дана на уровне 0,1 интенсивности основной моды

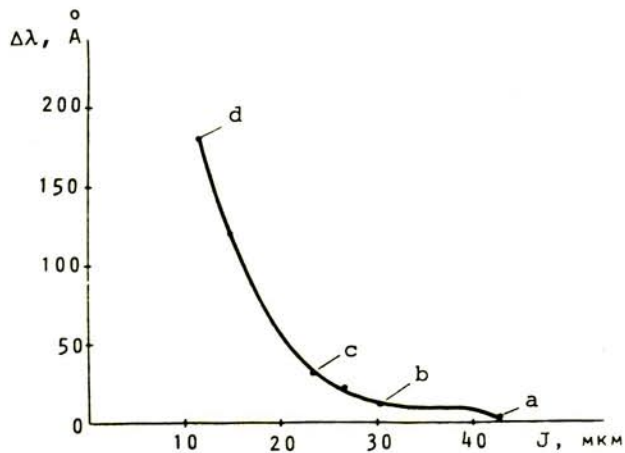


Рис. 4. Изменение ширины спектра $\Delta\lambda$ п/п лазера в зависимости от режима работы

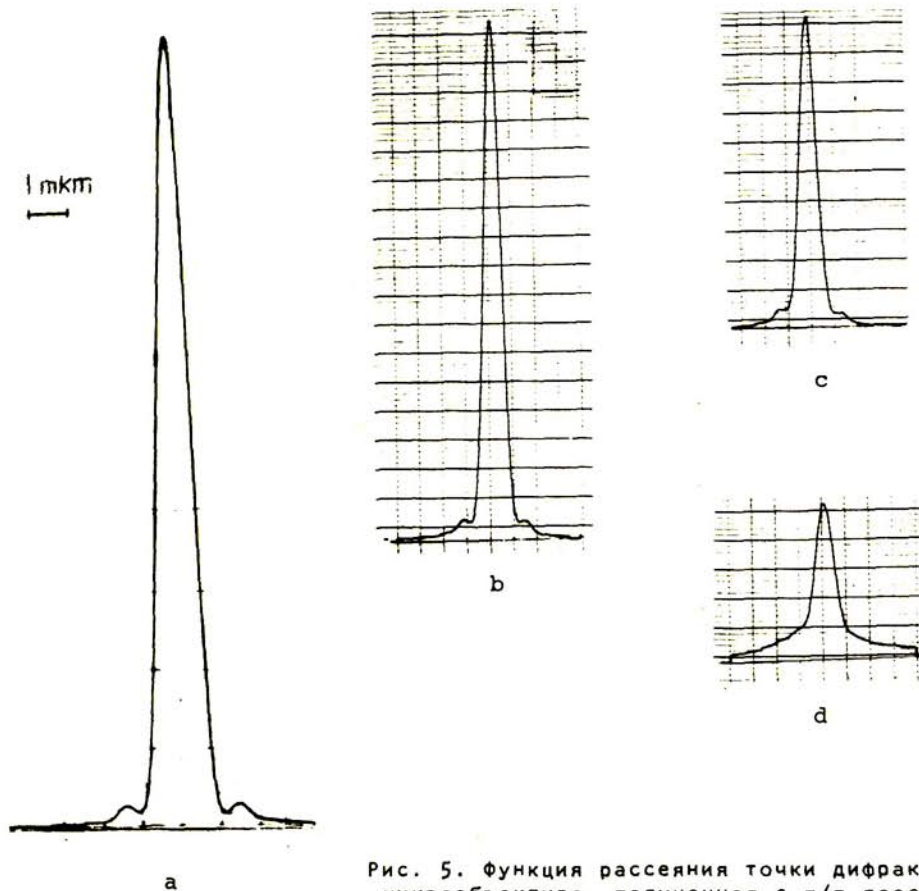


Рис. 5. Функция рассеяния точки дифракционного микрообъектива, полученная с п/п лазером при различной ширине спектра

На рис. 7 (кривая 2) показано распределение интенсивности, рассчитанное для спектра источника, приведенного на рис. 3с, по формуле [3]

$$I(u, v) / I_0 = \left(\frac{2}{u}\right)^2 [U_1^2(u, v) + U_2^2(u, v)], \quad (6)$$

где U_1 и U_2 - функции Ломмеля. При $u=v=0$ формула (6) переходит в (5).

Сравнение с безабберационным распределением интенсивности (кривая 1) показывает, что при ширине спектра 30 \AA (что соответствует среднеквадратичной ширине $11,5 \text{ \AA}$) функция рассеяния точки еще удовлетворяет критерию Марешаля. Соответствующая экспериментальная ФРТ (рис. 5с) имеет большую сферическую aberrацию, то есть условие Марешаля для нее не выполняется ($Q = 0,70$).

Экспериментальные функции отклика отличаются друг от друга тем, что уровень 1-го минимума растет по мере уширения спектра источника (рис. 8, кривая 1), размер центрального пятна при этом остается постоянным в пределах точности измерений. Кривая 2 на рис. 8 показывает интенсивность в 1-ом боковом максимуме (по отношению к центральному). Разность кривых 1 и 2 соответствует величине провала в минимуме. Для He-Ne лазера интенсивности в 1-ом минимуме и боковом максимуме отмечены точками на оси I/I_0 . Уровень фона в 1-ом минимуме при этом наименьший - $0,8\%$. Для п/п лазера, работающего в одномодовом режиме (точка а на оси $\Delta\lambda$, ширина линии 1 \AA), уровень фона в 1-ом минимуме ($1,65\%$) в 2 раза больше. При ширине спектра источника 30 \AA , что соответствует на рис. 8 точке с на шкале $\Delta\lambda$, интенсивности в 1-ом минимуме и боковом максимуме становятся одинаковыми и равными ($\sim 5\%$). В расчетном распределении интенсивности (рис. 7,

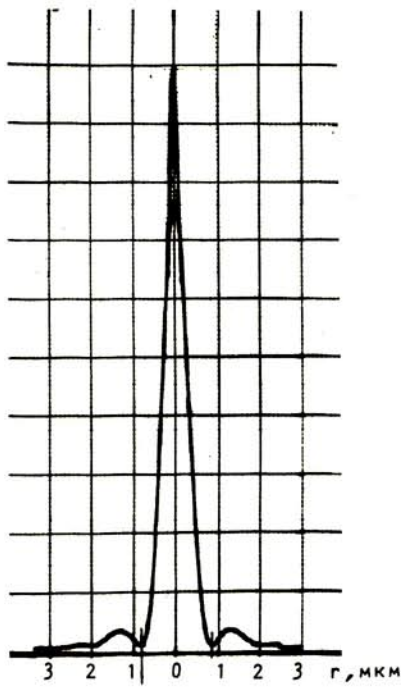


Рис. 6. Функция рассеяния точки дифракционного микрообъектива, полученная с He-Ne лазером

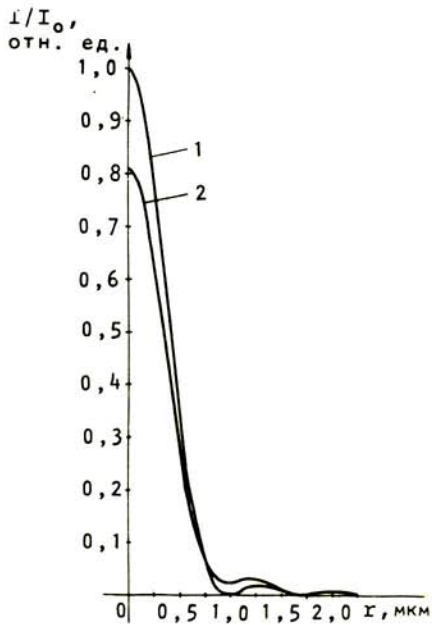


Рис. 7. Расчетное распределение интенсивности в дифракционном фокусе: 1 - безабберационная кривая; 2 - при ширине спектра источника 30 Å

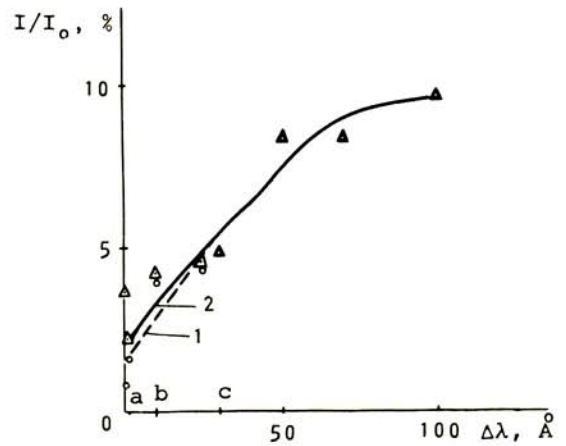


Рис. 8. Зависимость I/I_0 в 1-ом минимуме и боковом максимуме ФРТ от ширины спектра источника $\Delta\lambda$

кривая 2) в 1-ом минимуме фон составляет 2,5%, а интенсивность бокового максимума - 3,8% относительно интенсивности в центре. При дальнейшем уширении спектра источника сферохроматическая aberrация возрастает настолько, что минимум и боковой максимум размываются полностью (рис. 5д).

Критерием качества системы может служить также глубина фокусировки, которая увеличивается при уширении спектра источника за счет появления продольной сферохроматической aberrации. Сфокусированное пятно вытягивается вдоль оптической оси. На рис. 9 приведены графики падения интенсивности по обе стороны от фокальной плоскости для двух режимов работы п/п лазера, соответствующих ширине спектра 10 \AA (кривая 1) и 190 \AA (кривая 2).

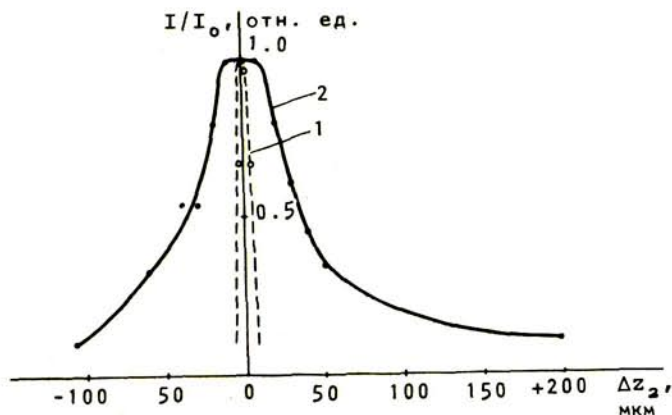


рис. 9. Распределение интенсивности вдоль оптической оси вблизи дифракционного фокуса при ширине спектра 10 \AA (кривая 1) и 190 \AA (кривая 2)

Для кривой 1 хроматизм положения, рассчитанный по формуле

$$\Delta z_2 = (\Delta\lambda/\lambda) z_2,$$

равен ± 2 мкм, а экспериментальное значение составило ± 4 мкм. Для кривой 2 расчетный хроматизм положения составляет $\pm 38,5$ мкм, что значительно меньше экспериментального значения. Вероятно, при таком широком спектре источника кроме хроматизма присутствует большая продольная сферическая aberrация.

Таким образом, показано, что при работе с одномодовым п/п лазером ФРТ дифракционного микрообъектива мало отличается от ФРТ при работе с He-Ne лазером. При расширении спектра п/п лазера в ФРТ появляется фон (до 10%), увеличивающийся к центру функции, который приводит при многомодовом режиме к размытию ФРТ и исчезновению минимума интенсивности.

Авторы выражают благодарность за помощь в проведении эксперимента А.Г. Полячку и А.П. Соколову.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Коронкевич В.П., Кузменко С.В., Полячук А.Г. и др. Считывающая головка с применением дифракционных оптических элементов для цифрового лазерного проигрывателя. Тез. докл. 3-й Всесоюзной конференции "Применение лазеров в технологии и системах передачи и обработки информации". Таллин, 1987.
2. Донцова В.В., Ленкова Г.А., Михальцова И.А. Исследование параметров дифракционных микрообъективов // Автометрия, 1989, № 2.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.