

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

535.0

ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР — ЛЕКЦИОННЫЕ ДЕМОСТРАЦИИ ЕГО РАБОТЫ И ПРИМЕНЕНИЕ В ФИЗИЧЕСКОМ ПРАКТИКУМЕ

Изучение принципов работы лазеров уже прочно вошло в программы общих курсов физики и, очевидно, должно закрепляться лекционными демонстрациями и использованием лазеров в физических практикумах. Поэтому представляется необходимым описать некоторый минимум опытов, который должен сопутствовать лекционному объяснению работы лазера. В статье Д. Даттона, М. Паркер Гивенса и Р. Гопкинса *) описаны лекционные демонстрации, в которых преимущественно используется высокая степень направленности лазерного излучения. Мы останавливаемся на других сторонах работы лазера.

Как показывает педагогический опыт, даже маломощный (в несколько мвт) газовый лазер непрерывного действия достаточен для наглядных разъяснений многочисленной аудитории принципов действия оптических генераторов направленного когерентного излучения. Газовый лазер имеет в этом отношении даже некоторые преимущества по сравнению с импульсным кристаллическим лазером. Что касается импульсных кристаллических лазеров, то при их демонстрации действительно наглядным является важный эффект мощной световой вспышки, но не подробности работы лазера.

Дело в том, что малые (по отношению к демонстрационным требованиям) размеры рабочего кристалла лазера, к тому же заключенного в осветитель, не позволяют разъяснить в деталях устройство прибора большой аудитории. Но, конечно, ясность метода создания инверсной заселенности электронных уровней в атомах хрома посредством оптической накачки говорит в пользу проведения демонстраций и импульсного лазера на кристалле. Наконец, надо отметить, что газовый лазер доступнее в изготовлении, чем кристаллический, и безопасен в обращении, что составляет необходимое требование ко всякому учебному прибору, особенно при его использовании в практикумах.

1. ЛЕКЦИОННЫЕ ДЕМОСТРАЦИИ С ГАЗОВЫМ ЛАЗЕРОМ

Мы приводим здесь описание лишь основных демонстраций, иллюстрирующих принцип работы лазера и его особенности как источника света. Конкретно, мы имеем в виду гелий-неоновый лазер, работающий, как известно, с резонатором.

1) Важным моментом разъяснения работы этого лазера является демонстрация роли входящего в его состав зеркального резонатора. Нужно показать, что разрядная трубка и зеркала резонатора образуют совместно при определенных условиях самовозбуждающийся генератор направленного когерентного излучения.

В условиях жестко смонтированного газового лазера, работающего в фиксированных газовом и электрическом режимах, нужный опыт осуществить, однако, очень просто. Газовый лазер с обоими полупрозрачными зеркалами его резонатора излучает мощные световые потоки симметрично, через оба зеркала. Можно показать, что при перекрытии непрозрачным препятствием сечения светового пучка между одним из торцов разрядной трубки и одним из зеркал резонатора гаснет лазерный луч через оба зеркала. Производимая операция соответствует уменьшению добротности резонатора и результирующему срыву колебаний оптического генератора.

Этот опыт наглядно показывает различие между режимом работы лазера и обычной газоразрядной трубкой со светящимся растянутым положительным столбом. Очевидно, что торцовое свечение обычной газоразрядной трубки с обоих ее концов не связано между собой и перекрытие одного из выходящих из нее световых пучков не отразится на интенсивности второго.

*) См. перевод на стр. 756 настоящего выпуска.

Если у самодельного лазера одно из зеркал резонатора непрозрачно, то свето-непропускаемую заслонку надо вводить между торцом разрядной трубки и непрозрачным зеркалом, что опять-таки ведет к погашению лазерного пучка, проходящего через полупрозрачное зеркало. Современные газовые лазеры заводского изготовления для защиты торцов разрядной трубки и зеркал резонатора от пыли иногда бывают полностью заключены в герметичный кожух. Для описанной демонстрации этот кожух приходится вскрывать.

2) Если разрядная трубка лазера замыкается на торцах плоскопараллельными стеклянными пластинками, расположенными под углом Брюстера к лазерному лучу, то с помощью поляроида легко продемонстрировать линейную поляризацию лазерного излучения. Нетрудно объяснить этот факт.

Целесообразность подобной ориентации выходных стекол определяется, как известно, требованием отсутствия потерь на отражение на окнах трубки для излучения, поляризованного в плоскости падения. При этом невозможна генерация излучения, поляризованного в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения.

3) При отсутствии всяких оптических коллимирующих систем естественную направленность лазерного светового луча показать в условиях аудитории нетрудно. Целесообразно тут же рассчитать дифракционное уширение светового пучка в условиях опыта.

4) Спектральное разложение излучения газового лазера легко можно осуществить с помощью призмы или дифракционной решетки. Но самым важным в спектроскопическом отношении опытом с лазером является, конечно, доказательство малой ширины спектральной линии $\text{Ne } 6328 \text{ \AA}$. Это доказательство, разумеется, можно осуществить лишь с помощью интерференционного опыта, который можно показать, например, интерферометрикой Майкельсона. Но здесь мы опишем один более простой вариант интерференционного опыта.

Для одного из таких опытов лазерную установку ориентируют так, чтобы световой пучок из нее распространялся навстречу аудитории. Непосредственно на выходе светового пучка из зеркала резонатора помещают объектив с фокусным расстоянием 10—15 см. За объективом располагают непрозрачный экран, плоскость которого перпендикулярна оси линзы и параллельна рядам слушателей в аудитории. Белая поверхность экрана обращена к слушателям. В центре экрана (на оси линзы) имеется круглое отверстие диаметром 6—7 мм, пропускающее сходящийся за линзой световой пучок. Далее, на оси светового пучка на расстоянии около 1,5 м за экраном помещается плоскопараллельный стеклянный диск толщиной около 20 мм и диаметром 70—80 мм.

Плоскость диска параллельна плоскости экрана. В таком случае отраженный от обеих поверхностей диска свет распространяется назад к лазеру и падает на экран. На экране вокруг прорезанного в нем отверстия располагается система интенсивных и четких кольцевых интерференционных полос равного наклона. Диаметр интерференционных колец составляет (в условиях нашего опыта) около 15 см.

Наблюдаемая видимость $\left(V = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}} \right)$ интерференционных полос (не говоря уже об их освещенности E на экране) не реализуема с другим источником света, в том числе и с кадмиевой лампой.

В описанной установке возможен и другой вариант интерференционного опыта. Не пользуясь объективом и экраном, можно принимать лазерный луч непосредственно на описанный выше стеклянный диск. В таком случае можно посылать отраженные от обеих поверхностей диска световые пучки практически в любой конец аудитории. Отраженный от диска на стены или потолок световой блик оказывается изрезанным резкими интерференционными полосами. Для геометрического расширения блика и полос на нем выгодно использовать косое падение отраженного от диска света на специально поставленный экран.

2. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА С ГАЗОВЫМ ЛАЗЕРОМ

В качестве одной из основных задач общего физического практикума, выполняемых с газовым лазером, мы рекомендуем изучение тонкой структуры спектральных линий света, рассеянного жидкостями и кристаллами¹.

Как известно, спектральные линии света, испытывающего молекулярное рассеяние в жидкости и твердом теле, приобретают тонкую структуру. Явление это, предсказанное отдельно и независимо друг от друга Л. И. Мандельштамом и Л. Бриллюэном, экспериментально обнаружено уже давно², но до последнего времени его наблюдение было доступно только в условиях прецизионного научного эксперимента. Причина явления в трактовке Мандельштама заключается в эффекте модуляции рассеиваемого света изменяющимися во времени молекулярно-статистическими флуктуациями в рассеивающей среде. В интерпретации Бриллюэна явление вызвано доплер-эффектом на дебаевских тепловых волнах. Таким образом, существо дела и обе равноправные

интерпретации исключительно богаты физическим содержанием и дают весьма благодарный объект для применения лазера. Конечным количественным результатом проводимой работы является расчет по интерференционным спектрограммам скорости звука в различных средах на частоте $\sim 10^{10}$ гц. Использование в опыте интерференционной спектроскопии дает студентам еще дополнительный прекрасный учебный материал.

Основные трудности наблюдения эффекта заключаются в малой интенсивности рассеянного света и незначительности частотного расщепления спектральной линии.



Рис. 1. Спектры рассеянного света:

а) кварца; б) NaCl; AA — возбуждающая линия; BB — та же линия, промодулированная продольной упругой волной; CC и DD — результат модуляции поперечными упругими волнами.

При использовании обычных источников света с линейчатым спектром ширина спектральных линий слишком велика, для того чтобы наглядно зарегистрировать их расщепление и вычислить по его величине скорость звука. Но совсем иначе обстоит дело при использовании лазерного источника света. Полученные нами³ с помощью лазера спектрограммы явления (рис. 1) без труда обрабатываются студентами.

Схема опыта приведена на рис. 2. За выходным зеркалом Z_2 резонатора лазера располагалась оптическая система для изучения молекулярного рассеяния света. С помощью объектива O формировался тонкий (сечением $\sim 0,5$ мм²) иглоподобный пучок возбуждающего излучения ($\lambda = 6328$ Å). За кристаллом (или кюветой с жидкостью) помещалось вогнутое зеркало Z_1 , отражающее свет назад в кристалл и лазер.

Тонкой юстировкой положения зеркала Z_1 световые пучки, многократно проходящие между этим зеркалом и выходным зеркалом лазера Z_2 , нам удавалось сводить в единый световой пучок, совпадающий с первичным. Этот экспериментальный прием дал возможность осуществить выигрыш в интенсивности рассеянного света в 4 раза по сравнению с однократным использованием в кристалле первичного лазерного светового пучка. Более того, как показывал фотоэлектрический индикатор, установленный против противоположного (не рабочего) окна лазерной разрядной трубки, выходная мощность лазера при описанных условиях немного возрастала. Рассеянный свет наблюдается под углом 90° к первичному световому пучку, распространявшемуся через Z_2 . Конденсор для фокусировки рассеянного света и остальные части оптической установки (см. ниже) на рис. 2 не показаны.

Свет лазера распространялся вдоль ребра кубической решетки кристаллов, наблюдения рассеянного света осуществлялись вдоль другого ребра решетки.

В световом пучке лазера электрический вектор был линейно поляризован перпендикулярно плоскости рассеяния и направлен параллельно одному из ребер кристаллической решетки кубических кристаллов. Рассеянный свет был линейно поляризован николем одинаково с первичным световым пучком во всех случаях, кроме наблюдения рассеяния на поперечных волнах в кристаллах $\text{NH}_4\text{Cl} + \text{Co}$. В последнем случае рассеянный свет был поляризован николем в плоскости рассеяния. В случае кварца при наблюдении рассеянного света николю не использовался. Спектральное разложение света, рассеянного под углом 90° , осуществлялось интерферометром Фабри — Перо (см. рис. 1). Для иллюстрации качества получаемых спектрограмм приводим их для случая NaCl и SiO_2 . При этом отметим, что качество спектрограмм в условиях лазерного освещения определялось исключительно степенью совершенства доступных нам кристаллов. Обработка результатов опытов велась путем измерения положений на спектрограмме спутников рэлеевской линии, чтобы исключить визирование на передержанные изображения несмещенных спектральных линий.

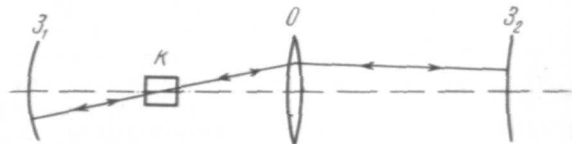


Рис. 2. Схема освещения кристалла (апертура световых пучков сильно преувеличена).

Результаты измерений смещений сателлитов ($\Delta\lambda$) и найденных по ним скоростей звука v представлены в таблице. Кроме того, в ней приведены значения скоростей звука, вычисленные по упругим константам кристаллов⁴.

Кристалл	Продольная упругая волна, м/сек			Поперечная упругая волна, м/сек		
	$\Delta\lambda$, Å	измерено	вычислено	$\Delta\lambda$, Å	измерено	вычислено
NH ₄ Cl+Co	0,228 ±0,001	±4650 ±25	4430	0,117±0,001	2380±25	2110
	0,204	4450	4480			
NaCl	±0,002	±50				
	0,169	3820	3830			
KCl	±0,003	±70				

В заключение приводим некоторые технические данные используемой установки. Лазер с выходной мощностью около 5 мв располагался на оптической скамье ОСК-2. Для спектрального разложения использовался интерферометр Фабри — Перо ИТ-51-30. Интерферограммы фотографировались фотокамерой от спектрографа ИСП-51 с фокусным расстоянием 270 мм. Экспозиция панхроматической пленки для случая кристаллов составляла от 15 минут до двух часов, но в случае бензола тонкая структура спектральных линий рассеянного света была уверенно наблюдаема в окуляр, расположенный в плоскости кассеты фотокамеры. Интерферограммы обрабатываются спектральным компаратором ИЗА-2 по методу описанному, например, в⁵.

Московский Государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Т. С. Величкина, О. А. Шустин,
И. А. Яковлев

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, М., Изд-во «Наука», 1965.
2. E. Gross, Zs. Phys. 63, 685 (1932).
3. Т. С. Величкина, О. А. Шустин, И. А. Яковлев, Письма в редакцию ЖЭТФ 2 (4), 189 (1965).
4. Н. В. Huntington, в сб. Solid State Physics, vol. 7, N. Y., 1958.
5. С. Толанский, Спектроскопия высокой разрешающей силы, М., ИЛ, 1955.

НЕКОТОРЫЕ ЛЕКЦИОННЫЕ ДЕМОНСТРАЦИИ ПО ОПТИКЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА*)

1. ВВЕДЕНИЕ

Успехи квантовой электроники в последние годы, достигшие своей кульминации в создании лазера, вызвали подъем интереса к оптике, а сам лазер явился мощным орудием для дальнейших исследований. Мы сочли целесообразным использовать лазер в качестве нового и интересного средства, облегчающего обучение классической оптике. В настоящей заметке описаны демонстрационные опыты по физической и геометрической оптике, осуществленные с лазером, излучающим в видимой области оптического

*) D. Dutton, M. Parker Givens and R. E. Hopkins, Some Demonstration Experiments in Optics Using a Gas Laser, Amer. J. Phys. 32, 355 (1964). Перевод Т. Н. Болотниковой, редакция и примечания И. А. Яковлева.

В оригинале — резюме: «Некоторые оптические эксперименты, доступные обычно лишь для индивидуального наблюдения, в результате применения газового лазера

спектра. Представленный набор опытов соответствует приблизительно программе университетских общих курсов физики.

Наши эксперименты большей частью принадлежат к тем учебным упражнениям, которые требуют хорошо коллимированного и мощного светового пучка. Такие условия необходимы для наблюдения дифракции света на круглом и прямоугольном отверстиях и на системах таких отверстий. Условия хорошей коллимации светового пучка должны быть соблюдены и при испытаниях качества работы тех оптических систем, которые предназначены для получения точечных изображений. В таких случаях размер изображения источника света, даваемого оптической системой, должен быть меньше диаметра диска Эйри *).

При использовании обычного монохроматического источника света поток в ограниченном дифракционными эффектами параллельном световом пучке весьма слаб, и для наблюдения пучных эффектов приходится пользоваться микроскопом. Следовательно, возможны лишь индивидуальные наблюдения явлений. При использовании лазера, излучающего в видимой области спектра, световой поток в тех же условиях на несколько порядков величины интенсивнее, чем в первом случае. Света оказывается достаточно для демонстрации дифракционной картины в проекции на экран одновременно нескольким лицам.

С другой стороны, высокая степень монохроматичности лазерного излучения снимает обычное в интерферометрии ограничение на предельную разность хода интерферирующих световых пучков. Следовательно, использование лазерного излучения облегчает получение высококонтрастных интерференционных полос.

II. ОПТИКА ЛАЗЕРНОГО ЛУЧА И ПРОЕКЦИОННАЯ СИСТЕМА

Для лекционных демонстраций нами применялся газовый лазер со смесью неона и гелия. Как известно, его излучение сосредоточено в спектральной линии 6328 Å неона. Для лазера использовался так называемый полусферический резонатор, ограниченный с одной стороны плоским зеркалом, а с другой — сферическим. Радиус кривизны последнего был равен расстоянию между зеркалами. При такой форме резонатора генерация осуществляется преимущественно на простых модах TEM_{00} , для которых распределение амплитуды по фронту волны описывается аксиально-симметричной гауссовой функцией¹. В наших экспериментах мощность излучения лазера в эту моду составляла 3 мвт. Излучение лазера практически описывается сферическим волновым фронтом с центром кривизны $z = 0$ на плоском зеркале и с амплитудой, убывающей от осевой линии резонатора (лазера) к периферии по закону

$$A(p) = A_0 e^{-4p^2/D^2},$$

где p — расстояние от осевой линии z резонатора. Очевидно, $D/2$ есть значение p , при котором амплитуда $A(p)$ падает до $1/e$ доли своего значения на осевой линии. Величина D принимается за диаметр светового пучка, излучаемого лазером. Для использованного лазера со сферическим зеркалом на конце, где $z = 60$ см, D составляет приблизительно 0,4 см. Выходящий из лазера луч распространяется, как из точечного источника света, расположенного на плоском зеркале. Например, на расстоянии 12 м от лазера распределение освещенности в световом пучке все еще имеет гауссову форму, а D должно составлять $\frac{1}{60} \times 0,4$, т. е. 8 см.

Пучок может быть сколлимирован, если использовать собирающую линзу, расположив ее на фокусном расстоянии от плоского зеркала. В таком случае угловое раскрытие светового пучка будет обусловлено его дифракцией на оправе линзы. Угловое дифракционное раскрытие пучка в френгоферовой области определяется выражением

становятся пригодными для лекционных демонстраций. Статья содержит описание нескольких демонстраций: аббераций линз, явлений интерференции, дифракции и ряд иллюстраций теории оптического изображения Аббе. Описаны оптические системы, практически применявшиеся на лекциях».

Изучение работы лазеров и их применений прочно вошло в учебные планы физических и физико-математических факультетов университетов и многих специальных вузов. Но установившейся системы демонстрационного и практического ознакомления студентов с работой лазеров пока еще не существует. Поэтому обмен опытом преподавания этих вопросов целесообразен и может исключить ненужную затрату времени на дублирование уже продолженной научно-методической работы. По этим соображениям редакция сочла целесообразным в разделе «Методические заметки» опубликовать перевод статьи Д. Даттона, М. Паркер Гивенса и Р. Голкина, содержащей, по-видимому впервые, описание некоторого законченного комплекса уже практически реализованных лазерных лекционных демонстраций.

*) Дискон Эйри в английской литературе принято называть центральное светлое пятно дифракционной картины, полученной на круглом отверстии.

$\theta_0 = 2\lambda/\pi D$, где θ_0 — половина угла раскрытия светового пучка, при котором амплитуда напряженности поля достигает $1/e$ долю значения в центре пучка. Амплитуда поля в сечении светового пучка на большом расстоянии от линзы радиально уменьшается по гауссовой кривой при условии, что диаметр линзы велик по сравнению с диаметром лазерного луча. Если пучок сфокусирован на экран, то на нем отсутствуют дифракционные кольца, которые можно ожидать при использовании точечного источника света. При размещении различных диафрагм перед линзой, т. е. при уменьшении ее апертуры наблюдается увеличение размеров изображения. Когда амплитуда поля в пределах рабочей апертуры линзы становится почти постоянной, на экране начинают появляться дифракционные кольца Эйри.

Для того чтобы уменьшить габариты установки и при этом сохранить большой диаметр светового пучка, удобно проектировать луч лазера через оптическую систему, подобную той, которая приведена на рис. 1. Линзы M_1 и M_2 — объективы микроскопа,

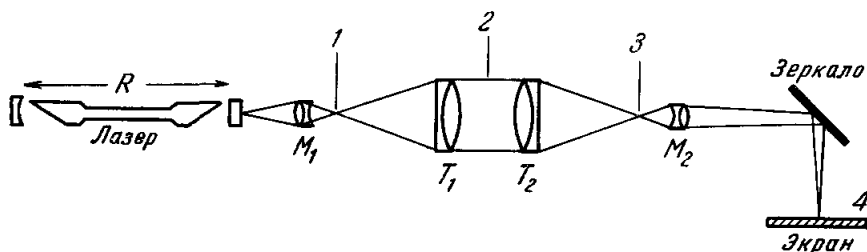


Рис. 1. Схематическое изображение оптической системы для демонстрации дифракции.

Линзы M_1 и M_2 — объективы микроскопов (с фокусными расстояниями 8 или 16 мм); T_1 и T_2 — телескопические объективы. Расстояние от лазера до M_1 приблизительно 50 см, от M_2 до экрана 10 м.

T_1 и T_2 — телескопические объективы. Распределение амплитуды вблизи точки I (рис. 1) описывается выражением

$$A(p) = A_0 \exp\left(-\frac{\pi^2 p^2}{4\lambda^2 \psi^2}\right). \quad (1)$$

Относительное отверстие ψ линзы M_1 определяется как $\psi = F/D$, где F — фокусное расстояние этой линзы, а D — диаметр светового пучка лазера на линзе.

Предполагается, что диаметр линзы велик по сравнению с D . Диаметр светового пятна в точке изображения $d = 4\lambda\psi/\pi$ определяется как диаметр окружности, на которой амплитуда составляет $1/e$ своего значения в центре этой окружности. Для $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ $d = 8,05 \cdot 10^{-5} \text{ м}$. Если фокусное расстояние линзы M_1 равно, например, 32 мм при $D = 0,4 \text{ см}$, то рабочее относительное отверстие линзы равно $\psi = 1/8$, а интересующая нас величина $d = 6,44 \text{ мк}$.

Мощность излучения в пределах окружности радиуса r дается соотношением

$$W(r) = \int_0^r \int_0^{2\pi} A(p)^2 p \, dp \, d\varphi = 2\pi \int_0^r A_0^2 \exp\left(-\frac{8p^2}{d^2}\right) p \, dp = \frac{1}{2} \frac{A_0^2 \pi d^2}{4} \left[1 - \exp\left(-\frac{8r^2}{d^2}\right)\right]. \quad (2)$$

Доля полной мощности, сосредоточенная в пределах окружности радиуса $r = d/2$, равна

$$\frac{W(r)}{W} = 1 - \exp\left(-\frac{8r^2}{d^2}\right) = 0,865.$$

Таким образом, 86,5% энергии содержится в пределах диаметра светового пятна гауссова изображения. Для $r = d$ $W(r)/W = 99,97\%$.

При сравнении гауссова изображения с диском Эйри однородно освещенной апертуры необходимо учитывать различие между относительным отверстием, определенным выше для луча лазера и обычно применяемым отношением диаметра к фокусу линзы. Гауссово изображение создается линзой только при условии, что ее диаметр существенно больше диаметра гауссовой функции на ее апертуре. Такая линза при однородном освещении по апертуре всегда дает диск Эйри, который меньше, чем гауссово пятно.

Коллимирующие линзы T_1 и T_2 на рис. 1 воспроизводят изображение точки 1 в точке 3 без какого-либо увеличения. Фронт волны, падающей на T_1 , расширен за счет увеличения телескопа, составленного из M_1 и T_1 ; при фокусах их 32 и 360 мм соответственно увеличение равно 11,2. При этом диаметр светового пятна на T_1 равен 4,5 см. Микроскопический объектив M_2 проектирует изображения на экран для наблюдения. Обычно расстояние до экрана составляло 10 м. Если M_2 — объектив с фокусным расстоянием 16 мм, размеры проекции на экране в 625 раз больше размеров изображений в точках 1 и 3, т. е. около 0,4 см в диаметре. Полный световой поток в этом изображении составляет приблизительно 0,6 лм при выходной мощности лазера 3 Вт на длине волны 6328 Å.

Можно сравнить этот поток с тем, который может быть получен от некогерентного источника света, используемого для образования соответствующего изображения диска Эйри тех же размеров. Например, 1000-вт ртутная лампа имеет светность около $10 \text{ вт/см}^2 \text{стер}$ для зеленой спектральной линии 5461 Å. Поток от некогерентного источника в дифракционно-ограниченном пучке приблизительно равен $W = BA\omega$, где B — яркость источника света, A — площадь диска Эйри, ω — пространственный угол, образованный конусом лучей между источником света и собирающей линзой. Положив $A = \pi(1,22\lambda F/D)^2$ и $\omega = \pi D^2/4F^2$, где D — диаметр линзы, а F — ее фокус, получим $W = (1,22\pi\lambda)^2 \frac{B}{4} = 1,10 \cdot 10^{-8} B = 6,8 \cdot 10^{-5} \text{ лм}$ для светности $\sim 10 \text{ вт/см}^2 \text{стер}$, в зеленой линии (620 нм/вт). Таким образом, лазер дает выигрыш в освещенности изображения в 10^4 раз.

При использовании полной апертуры оптической системы может быть показано несколько простых, но убедительных экспериментов. Можно показать искажение изображения на экране в результате теплового конвекционного потока от руки экспериментатора, поднесенной близко к линзам T_1 и T_2 . Введением стеклянных пластинок различного оптического качества можно продемонстрировать влияние на изображение оптически несовершенных поверхностей в зависимости от их положения в системе. Установка позволяет показывать принцип действия метода Тёплера и картины дифракции Френеля.

III. ДЕМОНСТРАЦИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ ЛИНЗ

Линзы T_1 и T_2 должны быть хорошо скорректированными телескопическими объективами. Линзы этого типа предназначены для наблюдения бесконечно удаленных объектов и для работы в параллельных световых пучках, падающих на их выпуклые поверхности.

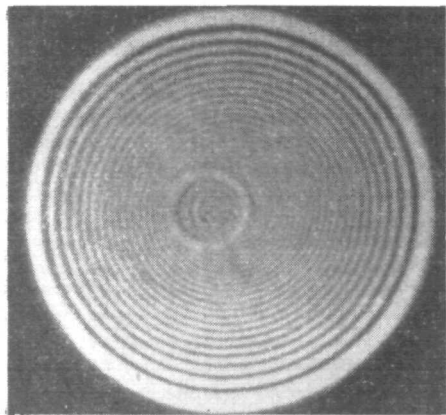


Рис. 2. Возникновение сферической aberrации для точечного изображения в результате поворота на 180° одного из телескопических объективов (рис. 1) по отношению к направлению распространения сходящегося светового пучка.

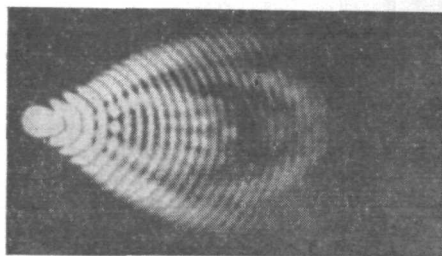


Рис. 3. Аберрация комы возникает при небольшом наклоне объективов T_1 или T_2 по отношению к оси лазерного светового пучка.

Если один из объективов повернуть выпуклой стороной в сторону сходящихся световых пучков, возникает сферическая aberrация. В этом можно убедиться, потому

что на экране тогда уже невозможно получить хорошее гауссово распределение интенсивности, или диск Эйри. Вместо них в плоскости изображения появится ряд тесно расположенных дифракционных колец (рис. 2). Если повернуть одновременно обе линзы выпуклой стороной к сходящимся световым пучкам, то сферическая aberrация усиливается, что свидетельствует об ее аддитивности.

Если линзам придать правильную ориентацию, а затем одну из них наклонить на небольшой угол по отношению к оси лазера, возникает кома (рис. 3). Если другую линзу наклонить на тот же угол, форма изображения становится эллиптической, и подфокусировкой линзой M_2 можно получить горизонтальную или вертикальную линию. Это случай чистого астигматизма косых пучков (рис. 4).

IV. ДЕМОНСТРАЦИЯ ФРАУНГЕФЕРОВОЙ ДИФРАКЦИИ

Если между линзами T_1 и T_2 помещать различные диафрагмы, на экране будут появляться соответствующие картины фраунгоферовой дифракции. Большой диаметр пучка и возможность достижения большого увеличения позволяют использовать довольно грубые щели, которые легко изготовить и с которыми просто

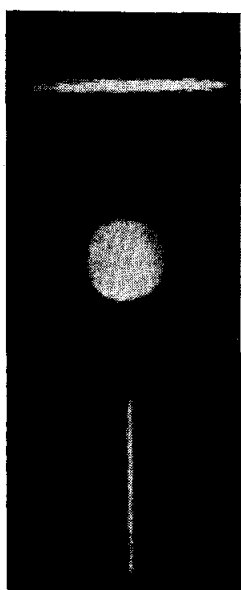


Рис. 4. Астигматизм, возникающий при наклоне объективов T_1 и T_2 относительно оси светового пучка. Раздельная фокусировка меридиональных, сагиттальных и центральных осевых световых пучков.

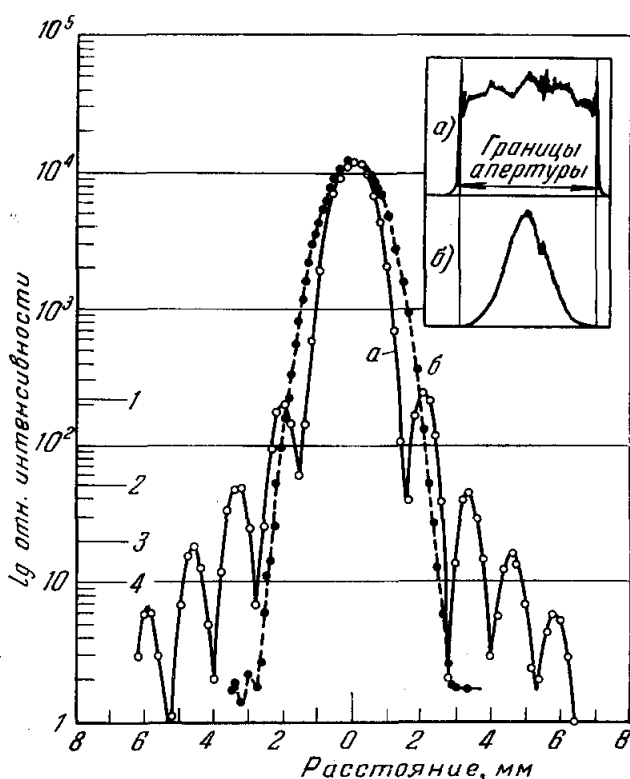


Рис. 5. Фотоэлектрическое сканирование точечного изображения в положении 4 на рис. 1 при двух различных диаметрах лазерного светового пучка.

На верхнем рисунке приведено сканирование интенсивности света в сечении отверстия диафрагм. а) D значительно больше диаметра отверстия; дифракционная картина — система колец Эйри. (Теоретически рассчитанная интенсивность первых четырех колец указана слева.) б) D немного меньше диаметра отверстия. Дифракционное распределение света имеет гауссову форму.

манипулировать. Например, вполне подходит решетка со щелями шириной 0,8 мм на расстояниях 6 мм друг от друга, прорезанная в тонком листе алюминия. Превосходную двумерную решетку представляет собой перфокарта счетной машины. Дифракционная картина может быть показана сразу в достаточно большой аудитории, но более эффективно ее наблюдение небольшими группами зрителей. Изображение легко сфотографировать с экспозицией не больше 1/100 сек на папхрома-

тическую пленку, но фотография производит меньшее впечатление, чем картина, непосредственно видимая невооруженным глазом.

С одной и той же аппаратурой могут быть выполнены самые разнообразные эксперименты, начиная от простых развлечений и кончая серьезными исследованиями. Дифракционная картина есть двумерное фурье-преобразование апертурной функции. При возможности получения высоких интенсивностей нетрудно осуществить фотоэлектрическое сканирование изображения для иллюстрации превращения освещенного круга в систему колец Эйри, в то время как гауссово распределение освещенности трансформируется само в себя (рис. 5). Эта техника может быть использована для демонстрации дифракции на объемной оптической решетке.

V. ТЕОРИЯ МИКРОСКОПА ПО АББЕ

Та же самая оптическая система с небольшими модификациями может быть использована в эксперименте Портера² для иллюстрации теории микроскопа по Аббе.

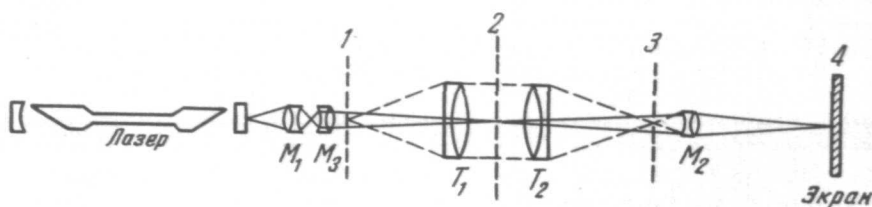


Рис. 6. Модель микроскопа.

M_1 и M_3 — объективы микроскопа с фокусными расстояниями 32 и 4 мм соответственно. T_1 и T_2 — телескопические объективы с фокусными расстояниями 360 мм, светосила 1:6,7. M_2 — 16-мм объектив микроскопа. Ход световых лучей показан на рисунке. В плоскости 2 располагаются диафрагмы для перекрытия отдельных дифракционных спектров, образующихся в этой плоскости.

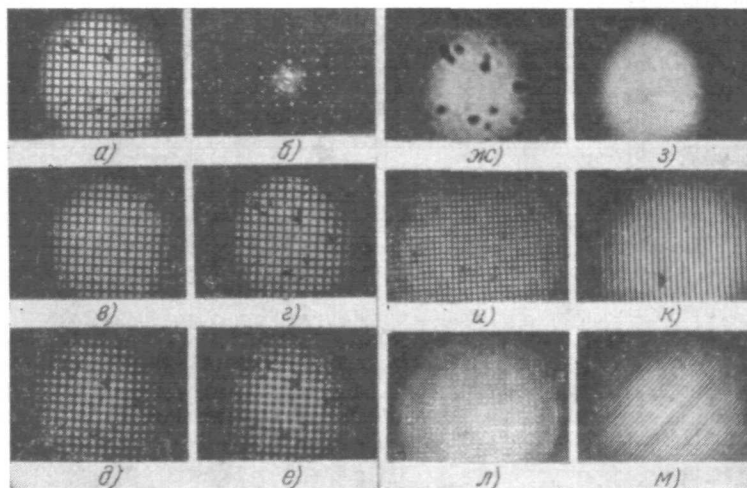


Рис. 7. Фотографии тонкой сетки (30 проволок/мм), выполненные с аппаратурой, приведенной на рис. 6, демонстрируют изменение изображения при исключении дифракционных спектров разных порядков (см. также рис. 8).

а) Использование полной апертуры линзы; б) полная дифракционная картина этой сетки; в) применение диафрагмы с перфорациями, пропускающими основные дифракционные спектры; г—з) демонстрация влияния круговых центральных диафрагм с уменьшающимся диаметром; ж) пропускание дифракционных спектров одного горизонтального ряда; и) пропускание дифракционных спектров всех порядков, за исключением нулевого; л) пропускание дифракционных спектров одного диагонального ряда.

Теория Аббе рассматривает изменения изображения какого-либо объекта, имеющего тонкие детали, при введении диафрагм, перекрывающих дифракционные спектры

различных порядков в дифракционной картине, обусловленной объектом. Хорошим объектом исследования может явиться тонкое медное сито с 30 проволочками на 1 мм, помещаемое в положение 1 в фокусе линзы T_1 (рис. 6). Объективы микроскопа M_1 и M_2 с фокусными расстояниями 32 и 4 мм соответственно дают тонкий сходящийся пучок лучей, и M_2 дает изображение точечного источника в плоскости 2 между T_1 и T_2 *).

Дифракционная картина объекта образуется в этой плоскости. Изображение предмета получается в плоскости 3, а затем на экране. Для предложенного выше объекта дифракционная картина представляет собой двумерную систему спектров с интервалами 7 мм. В плоскости 2 для срезания дифракционных спектров отдельных порядков помещаются диафрагмы. Если они пропускают только спектр нулевого порядка, изображение не отражает периодической структуры объекта, а представляет собой лишь однородно освещенное поле. При увеличении апертуры линзы T_2 сначала становятся видны дефекты на сетке вроде пылинок; как только будет пропущен дифракционный спектр первого порядка, обнаруживается периодическая структура объекта. Если открыты дифракционные спектры только через один порядок, изображение объекта будет выглядеть как сетка с периодом, равным половине истинного; пропускание дифракционных спектров всех порядков, расположенных вдоль горизонтальной линии, даст изображение только вертикальных проволок сетки и т. д.

Выше рассмотрены примеры, когда соответствующими манипуляциями над дифракционными картинами можно систематическим образом менять детали оптического изображения, например подавлять или усиливать проявление деталей, имеющих какой-либо пространственный период или частоту. Эту технику часто называют

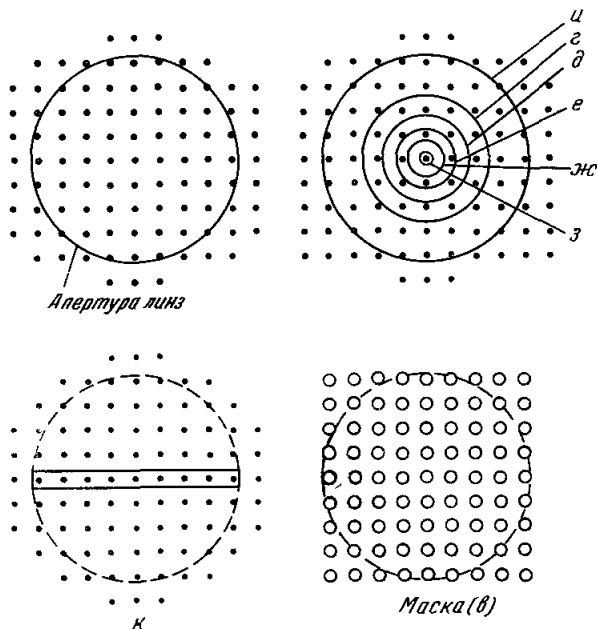


Рис. 8. Рисунок, иллюстрирующий относительное расположение дифракционной картины и различных диафрагм, образующих ее, для случаев, рассмотренных на рис. 7.

«пространственным фильтрованием» по аналогии с электрическими методами выделения колебаний определенных частот из сложного спектра сигнала.

На рис. 7 приведена серия фотографий, полученных с этой установкой (см. также рис. 8).

) Оптическая система, использованная авторами статьи для иллюстраций теории Аббе, не является единственно возможной. Опыт проще поставить по схеме, описанной в 4, тем более, что эта схема гораздо ближе воспроизводит идеи Аббе, чем схема авторов настоящей статьи. Замена в классической схеме опыта дугового источника света на лазер не представляет затруднений и даже упрощает ее работу.

VI. ДОПЛЕРОВСКОЕ СМЕЩЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ СВЕТА ОТ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗЕРКАЛА

Этот эксперимент по интерферометрии может служить наглядной лекционной демонстрацией. В интерферометре Майкельсона, съюстированном так, чтобы он давал одну интерференционную полосу, поле зрения будет освещаться и затемняться каждый раз, когда одно из зеркал прибора сместится на четверть длины световой волны. Это смещение полосы, с другой стороны, можно рассматривать как обусловленное биениями между двумя когерентными волнами, одна из которых смещена по частоте из-за доплер-эффекта при отражении света от движущегося зеркала. Смещение зеркала на половину длины волны в секунду даст модуляцию в 1 гц , описываемую обычной доплеровской формулой $\Delta\nu = 2v(v/c)$, где v — скорость движения зеркала.

Для красной линии неона смещение доходит до 40 кгц при $v=1\text{ мм/сек}$. На рис. 9 приведена практическая схема демонстрационной установки.

Проблема юстировки интерферометра существенно упрощается, если вместо плоских зеркал использовать в приборе отражатели в виде двух плоских зеркал, расположенных под прямым углом друг к другу, так как первые требуют тщательной

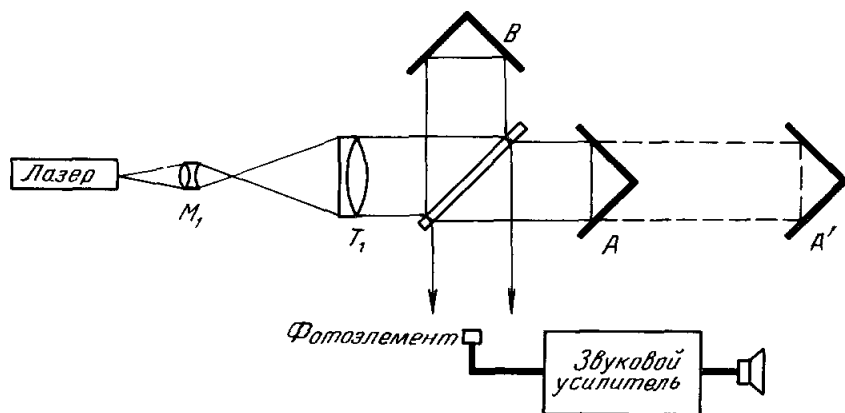


Рис. 9. Установка для акустической демонстрации доплеровского смещения спектральной линии при отражении света от движущегося зеркала.

регулировки наклона, а последние лишь приближенной юстировки в горизонтальном направлении. Светоразделительной пластинкой может служить плоская стеклянная пластинка среднего оптического качества, например полированная с точностью до $1/4$ длины волны. Подходящим приемником света является маленький кремниевый фотоэлемент, который может быть включен вместо микрофона в радиоприемник звуковой частоты. На выход усилителя включен динамический репродуктор.

Одно из зеркал интерферометра монтируется на рейтере оптической скамьи, соединенном с приводом ходового винта, который вращается вручную со скоростью, обеспечивающей получение из репродуктора непрерывной высокой звуковой ноты с частотой около 20 кгц , вызванной равномерным перемещением зеркала интерферометра. Если вся установка смонтирована на обычных лабораторных столах и штативах, то обычно достаточно случайного колебания зеркала, чтобы вызвать появление низкочастотного «шума», не всегда, однако, мешающего демонстрации.

Этот эксперимент, выполняемый с лазером, позволяет работать со световым пучком в 10^4 раз более интенсивным, чем при использовании обычного монохроматического источника света. Однако в принципе он выполним и с последним.

Для того чтобы проиллюстрировать высокую монохроматичность излучения лазера, световой пучок можно направить вместо неподвижного зеркала интерферометра на зеркало, установленное в дальнем углу комнаты (A на рис. 9); при этом эффект наблюдается достаточно хорошо. Мы использовали расстояния вплоть до 23 м . При этом легко обнаруживаются случайные, порядка нескольких оптических длин волн, колебания удаленного зеркала. Ограничения, накладываемые на сдвиг фаз интерферирующих световых пучков, при которых можно получить стабильную интерференционную картину, определяются турбулентностью воздуха в комнате. То обстоятельство, что слышимый в репродукторе звук действительно обязан своим происхождением смещению интерференционной картины, можно подтвердить, быстро переключая один из световых лучей.

Существует и второй эффект, который не укладывается в рамки предыдущих рассуждений, но который сам по себе чрезвычайно интересен. Мы обнаружили, что если перекрыть зеркало *B* (рис. 9), продолжается излучение звука репродуктором. Это оказывается интерференционным эффектом, обусловленным светом, который попадает обратно в лазер после отражения от зеркала *A*, расположенного в прямом пучке. Оказывается, интенсивность лазерного луча заметно модулируется этим обратным лучом и модуляция зависит от фазы обратного луча. Поэтому движение зеркала или самого лазера вызывают изменения интенсивности света, отмечаемые фотоэлементом. Эффект в равной степени проявляется в свете, выходящем с противоположного конца лазерного резонатора. Грубые измерения показывают, что глубина модуляции интенсивности лазерного пучка достигает нескольких процентов за счет обратного пучка, отраженного от прямоугольного зеркального отражателя, расположенного точно в фокусе линзы T_2 . Эффект столь силен, что «доплеровский свист» возникает даже в случае, если луч вблизи лазера перекрыть рукой или листом бумаги; такая поверхность играет точно такую же роль, что и движущееся зеркало в интерферометре Майкельсона *).

VII. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

При обращении с лазером необходимо соблюдать определенные предосторожности, так как интенсивность светового потока достаточна, чтобы при некоторых условиях повлиять на зрение наблюдателя ³. Особенно важно избегать смотреть прямо вдоль луча и предохранять глаза от попадания случайных отражений лазерного луча от зеркальных поверхностей. Требуемое для этих экспериментов оборудование, за исключением самого лазера, не является особенно сложным или дорогим. Оптические скамьи должны быть достаточно жесткими. Объективы микроскопов должны быть хорошего качества и по возможности защищены от пыли. Телескопические объективы T_1 и T_2 должны быть хорошо скорректированы. У нас были дублеты с воздушной прослойкой, с фокусом 356 мм, диаметром 56 мм и, как показали испытания, вполне удовлетворительного качества. Зеркальные угольники достаточно дороги и не всегда имеются в наличии. Эти зеркала можно заменить комбинациями из собирающей линзы и вогнутого зеркала.

Д. Дамтон, М. Паркер Гивенс, Р. Гонкинс

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА **)

1. G. D. Boyd and J. P. Gordon, Bell. Syst. Tech. J. 40, 489 (1961).
2. A. B. Porter, Phil. Mag. 11, 154 (1906).
3. C. B. Smoyer, Watson Research Center, IBM Corp., Research Report RC 1036 (будет опубликовано).
- 4*. Лекционные демонстрации по физике, под ред. В. И. Ивероновой, М., Изд-во «Наука», 1965.
- 5*. Т. С. Величкина, О. А. Шустин, И. А. Яковлев, Письма в редакцию ЖЭТФ 2 (4), 189 (1965).

*) Обратное влияние на режим лазера его собственного светового пучка при введении его назад в лазер — факт известный. Это обстоятельство находит себе некоторое практическое применение при установке оптической системы типа второго резонатора на выходе из лазера ⁵.

**) Литература, помеченная звездочкой, добавлена редактором перевода.