

вание ведётся по всей вещественной оси. Функция  $f(A)$  от самосопряжённого Л. о.  $A$  определяется интегралом

$$f(A) = \int f(\lambda) dP(\lambda).$$

В квантовой теории самосопряжённые Л. о. отвечают наблюдаемым физ. величинам. Процедура квантования сводится к замене евклидовых канонич. координат и импульсов такими самосопряжёнными Л. о., что их коммутаторы совпадают с соответствующими скобками Пуассона. Операторы других наблюдаемых величин выражают при помощи классич. ф-л через операторы координат и импульсов.

Лит.: Нейман И., Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964; Дирак П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Кострикин А. И., Манин Ю. И., Линейная алгебра и геометрия, 2 изд., М., 1986; Рихтмайер Р., Принципы современной математической физики, пер. с англ., т. 1, М., 1982. О. И. Завьялов.

**ЛИНЕЙЧАТЫЕ СПЕКТРЫ** — оптические спектры испускания и поглощения, состоящие из отдельных спектральных линий. Л. с. являются атомные спектры, спектры звёздных атмосфер (см. *Фраунгоферовы линии*), спектры органич. молекул при низких темп-рах в спец. условиях (см. *Шпольского эффект*). См. также ст. *Спектральная линия*.

**ЛИНЗА** (нем. Linse, от лат. lens — чечевица) — простейший оптич. элемент, изготавливаемый из прозрачного материала, ограниченный двумя преломляющими поверхностями, имеющими общую ось либо две взаимно перпендикулярные плоскости симметрии. При изготовлении Л. для видимой области применяют *оптическое стекло* или органическое стекло (массовое тиражирование непрецизионных деталей), в УФ-диапазоне — кварц, флюорит и др., в ИК-диапазоне — спец. сорта стёкол, кремний, германий, сапфир, ряд солей и т. д.

Рабочие поверхности Л. обычно имеют сферич. форму, реже — цилиндрическую, тороидальную, куполообразную или с заданными небольшими отступлениями от сферы (асферическую). Л. со сферич. поверхностями наиб. просты в изготовлении и являются осн. элементами большинства оптич. систем.

В параксиальном приближении (углы  $\varphi$  между лучами и оптич. осью столь малы, что можно заменить  $\sin \varphi$  и  $\tan \varphi$  на  $\varphi$ ) свойства Л. со сферич. поверхностями могут быть однозначно охарактеризованы положением главных плоскостей и оптич. силой  $\Phi$ , представляющей собой выражаемую в *диоптриях* величину, обратную фокусному расстоянию (в м). Связь этих характеристик с геом. параметрами Л. ясны из рис., в к-ром для наглядности углы наклона лучей изображены преувеличенно большими. Расстояния от первой по ходу лучей поверхности линзы до первой гл. плоскости  $H$  и от второй поверхности до второй гл. плоскости  $H'$  равны соответственно  $S_1, S_2 = -\frac{1}{\Phi} \frac{n-1}{n} \frac{d}{r_2}, 1$ , фокусное расстояние от  $H$  до переднего фокуса ( $F$ )  $f = -1/\Phi$ , от  $H'$  до заднего фокуса ( $F'$ )  $f' = 1/\Phi$ ; оптич. сила Л., являющаяся мерой её преломляющего действия, равна

$$\Phi = (n-1) \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{(n-1)^2 d}{nr_1 r_2}.$$

Здесь  $n$  — показатель преломления вещества Л. (или отношение этого показателя к показателю преломления окружающей среды, если последний  $\neq 1$ ),  $d$  — измеренная вдоль оси толщина Л.,  $r_1$  и  $r_2$  — радиусы кривизны её поверхностей (считаются положительными, если центры кривизны расположены дальше по ходу лучей; так, у изображённой на рис. двояковыпуклой Л.  $r_1 > 0, r_2 < 0$ ), расстояния отсчитываются вдоль направления распространения света.

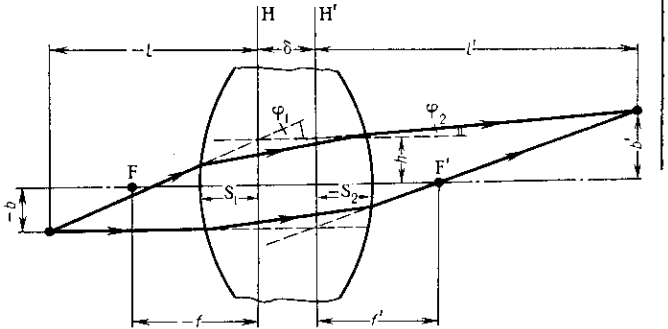
Способ построения и расчёта траекторий проходящих через Л. меридиональных (лежащих в осевой плоскос-

ти) лучей с использованием гл. плоскостей ясны из рис. После прохождения Л. луч кажется исходящим из точки на  $H'$ , удалённой от оси на то же расстояние  $h$ , что и точка пересечения исходного луча с  $H$ . Угол между лучом и осью изменяется на  $\varphi_2 - \varphi_1 = -h/f'$ . Для нахождения траектории произвольного немеридионального луча последний проецируется на две взаимно перпендикулярные осевые плоскости. Каждая проекция является по существу меридиональным лучом и ведёт себя указанным выше образом.

Положение даваемого Л. изображения точки определяется ф-лами

$$\frac{1}{l'} - \frac{1}{l} = \frac{1}{f'}, \quad \frac{b'}{b} = \frac{l'}{l} = -\frac{f}{l-f} = 1 - \frac{l'}{f},$$

где  $l$  и  $l'$  — расстояния от гл. плоскостей до плоскостей предмета и изображения соответственно (рис.),  $b$  и  $b'$  — расстояния точки и её изображения от оси (отсчитываемые вверх).



Если  $\Phi > 0$ , Л. наз. положительной или собирающей, при  $\Phi < 0$  — отрицательной или рассеивающей; линзы с  $\Phi = 0$  наз. афокальными и используются гл. обр. для исправления aberrаций др. оптич. элементов. Положительные Л. дают действительные изображения всех действительных объектов, находящихся до переднего фокуса (на рис. — левее  $F$ ), и всех мнимых объектов, находящихся за Л. Рассеивающие Л. дают расположенное между Л. и передним фокусом прямое, мнимое, уменьшенное изображение действит. объектов.

Расстояние  $\delta$  между гл. плоскостями Л. почти не зависит от её оптич. силы и формы и примерно равно  $d(1-1/n)$ . Когда  $\delta$  пренебрежимо мало по сравнению с  $|f'|$ , Л. наз. тонкой. У тонких Л. знак оптич. силы  $\Phi$  совпадает со знаком разности  $1/r_1 - 1/r_2$ ; при этом толщина собирающих Л. по мере удаления от оси уменьшается, а рассеивающих — возрастает. Обе гл. плоскости тонких Л. можно считать совпадающими с плоскостью Л. и отсчитывать введённые выше расстояния  $f, f', l, l'$  прямо от последней. Чёткой границы между толстыми Л. (когда  $\delta$  нельзя пренебречь) и тонкими не существует — всё зависит от конкретных применений.

Для преобразования высококогерентных световых пучков (обычно лазерного происхождения) используются преим. тонкие Л. Их часто наз. квадратичными фазовыми корректорами: при прохождении когерентного пучка через тонкую Л. к распределению фазы по его сечению добавляется величина  $k\Delta(r)$ , где  $k = 2\pi/\lambda$  — волновой вектор,  $\Delta(r) = (n-1)d - r^2/2f'$  — вносимая Л. поправка. Разность хода, являющаяся квадратичной ф-цией удаления  $r$  от оси. Распределение комплексной амплитуды поля в фокальной плоскости Л. с точностью до фазового множителя является *фурье-образом* распределения амплитуды поля перед Л., вычисленным для пространственных частот  $x/\lambda f', y/\lambda f'$  ( $x, y$  — поперечные координаты на фокальной плоскости). Распределение интенсивности в той же плоскости подобно угл. распределению излучения с коэф. подобия  $f'$ . Поэтому Л. широко-