точно удовлетворительным во мн. случаях, но все-таки лишь приближённым способом описания явлений, происходящих в оптич. системах. Более детальное рассмотрение микроструктуры И. о., принимающее во внимание волновую природу света, показывает, что изображение точки даже в идеальной (безаберрац.) системе представляет собой не точку, а сложную дифракц. картину (подробнее см. в ст. *Разрешающая способность* оптич. приборов).

Для оценки качества И. о., получившей большое значение в связи с развитием фотогр., телевиз. и пр. методов, существенно распределение плотности световой энергии в изображении. С этой целью используют особую характеристику — контраст $K=(E_{\text{макс}}-E_{\text{мин}})\times$ $\times(E_{\text{макс}}+E_{\text{мин}})^{-1}$, где $E_{\text{мин}}$ и $E_{\text{макс}}$ — наименьшее и наибольшее значение освещённости в И. о. стандартного тест-объекта; за такой объект обычно принимают решётку, яркость к-рой меняется по синусоидальному закону с частотой R (число периодов решётки на 1 мм). Контраст K зависит от R и направления штрихов решётки. Ф-ция K (R) наз. *частотно-контрастной характеристикой*. Чем меньше K при заданной R, тем хуже качество И. о. в данной системе.

Лит.: Тудоровский А. И., Теория оптических приборов, 2 изд., т. 1, М.— Л., 1948; Слюсарев Г. Г., Методы расчета оптических систем, 2 изд., Л., 1969, гл. 10; Марешаль А., Франсон М., Структура оптического изображения, пер. с франц., М., 1964. *Г. Г. Слюсарев.*

ИЗОБРАЖЕ́НИЙ МЕ́ТОД — один из методов решения краевых задач матем. физики (для *Гельмгольца уравнения*, *Пуассона уравнения*, *волнового уравнения* и др.), заключающийся в сведении исходной задачи отыскания поля заданных (сторонних) источников в присутствии граничных поверхностей к расчёту поля тех же и нек-рых добавочных (фиктивных) источников в безграничной среде. Последние помещаются вне области отыскания поля исходной задачи и наз. источниками-изображениями. Их величина и положение определяются формой граничных поверхностей и видом граничных условий.

К классу задач, разрешимых с помощью И. м., относят обычно те, в к-рых каждому заданному точечному источнику удаётся сопоставить конечную систему (иногда бесконечный дискретный ряд) однотипных точечных источников-изображений. Существует достаточно простой способ «конструирования» задач этого класса с заранее известным ответом. Он состоит в решении обратной задачи отыскания поверхности, на к-рой выполняется требуемое граничное условие для поля нек-рой произвольно заданной системы точечных источников (разграничиваемых искомой поверхностью на сторонние и фиктивные). Однако ценность большинства построенных таким способом решений оказывается весьма ограниченной из-за осуществляемой в них жёсткой фиксации положения сторонних источников по отношению к граничной поверхности. Лишь в немногих случаях, отвечающих нек-рым простейшим формам границы и типам граничных условий, решение может быть построено при произвольном расположении сторонних источников, а следовательно, на основании принципа суперпозиции, и для любого вида их пространственного распределения. Наиб. известные из таких случаев описаны ниже применительно к полям и источникам разл. типов.

В электростатике, где И. м. получил наиб. развитие, простейшим примером его использования является определение поля точечного заряда q, расположенного над бесконечной плоской границей проводника с потенциалом $\varphi=0$. Искомое поле (в том полупространстве, где расположен заряд) тождественно полю, создаваемому в безграничной среде двумя точечными зарядами: данным зарядом q и его (взятым с обратным знаком) зеркальным (относительно границы) изображением $q'=-q$.

Если поверхность проводника представляет собой сферу S радиуса a, а заряд q лежит в точке P на расстоянии OP от её центра O, то как внутр. задача ($OP<$ $<a$), так и внеш. задача для заземлённого шара [$OP>a$, $\varphi(S)=0$] решаются с помощью единственного заряда-изображения q', помещаемого в точку P', лежащую на одной радиальной прямой с P по др. сторону от границы S. Величина заряда q' и его расстояние до центра OP' даются соотношениями: $q'=-qa/OP$, $OP'=a^2/OP$, т. е. P и P' связаны преобразованием инверсии относительно сферы S. Система изображений для незаряж. изолированного шара состоит из заряда q' в инверсной точке P' и заряда $q''=-q'$ в центре O. Подобный вид имеет решение аналогичной двумерной задачи (заряж. нить, параллельная оси проводящего цилиндра). Отличие от сферы состоит в том, что абс. величины заданного и фиктивного линейных зарядов одинаковы. В ряде случаев оказывается возможным построить систему изображений для проводящих поверхностей, представляющих собой комбинацию рассмотренных простейших форм. Сюда относятся, в частности, двугранный угол величины π/m (где m — целое число), две параллельные плоскости (порождающие бесконечный ряд зарядов-изображений), плоскость с полусферич. выступом и т. д.

Известны две задачи, в к-рых И. м. позволяет найти поле зарядов, расположенных около границы диэлектрика. Первая задача — о поле точечного заряда q, лежащего в точке P над плоскостью S, разделяющей две среды (1 и 2) с разл. диэлектрич. проницаемостями ε_1 и ε_2. Поле в той среде, где находится заряд (пусть для определённости это будет среда 1), ищется как суперпозиция полей двух зарядов q и q' в однородном диэлектрике с $\varepsilon=\varepsilon_1$; заряд q' лежит в точке P', представляющей собой зеркальное изображение точки P относительно границы S. Поле в среде 2 ищется как поле заряда q'' в однородном диэлектрике с $\varepsilon=\varepsilon_2$; заряд q'' лежит в той же точке P, что и заданный заряд q. Граничные условия на S для потенциала φ и его нормальной производной $\partial\varphi/\partial n$

$$\varphi_1=\varphi_2, \quad \varepsilon_1\frac{\partial\varphi_1}{\partial n}=\varepsilon_2\frac{\partial\varphi_2}{\partial n} \tag{1}$$

будут выполнены, если

$$q'=q\frac{\varepsilon_1-\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}, \quad q''=q\frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1+\varepsilon_2}. \tag{2}$$

Аналогичным образом строится решение второй задачи, заключающейся в расчёте поля двумерной системы, образованной заряж. нитью и диэлектрич. цилиндром.

На основании известных аналогий получаемые с помощью И. м. решения при сопоставимых граничных условиях могут быть перенесены из электростатики в др. области: токовую статику, магнитостатику, гидродинамику. В частности, заменяя в (2) диэлектрич. проницаемости на магнитные, получаем закон изображения магн. полюсов в плоской границе магнетика, легко обобщаемый затем на «магн. листки» и эквивалентные им токи. При $\varepsilon_2=0$ ($\partial\varphi_1/\partial n=0$) ф-лы (2) дают решение родственной группы разл. физ. задач о потенц. обтекании границы (в данном случае плоской) непроницаемого препятствия, роль к-рого в магнитостатике играет сверхпроводник, в токовой статике — изолятор, в гидродинамике — твёрдое тело. С помощью конечной системы изображений могут быть построены также решения аналогичных задач обтекания для тел более сложной формы (сфера, нек-рые овалоиды), внесённых в однородный на бесконечности поток.

Для перем. полей, описываемых волновым ур-нием (в электродинамике, акустике и т. д.), И. м. позволяет получить точное решение задачи лишь в случае плоской границы, на к-рой проекция поля или потенциалы удовлетворяют граничным условиям простейшего вида ($\varphi=0$ или $\partial\varphi/\partial n=0$). В частности, легко решается задача о поле перем. электрич. диполя над идеально проводящей плоскостью. Искомое поле создаётся данным диполем [с моментом $\boldsymbol{p}(t)$] и его зеркальным изображением [с