

ражение, а с нечётным — зеркальное или перевёрнутое. Это правило не действует при отражении в разных плоскостях. О. п. можно превратить в О. п. с крышей, если одну из отражающих граней заменить двумя с прямым двугранным углом между ними. Крышеобразные О. п. обеспечивают поворот изображения справа налево и наоборот. Сложные составные О. п. (рис. 2, системы Порро I и II рода) выполняют одновременно неск. ф-ций: изменяют длину оптич. системы, направление оптич. оси системы и оборачивают изображение.

Лит.: Теория оптических систем, 2 изд., М., 1981.

ОТРАЖЕНИЕ АНДРЕЕВСКОЕ — отражение носителей заряда (электронов и дырок) в металле, находящемся в нормальном состоянии (N), от границы со сверхпроводником (S); при этом происходит изменение знаков массы и заряда носителей: превращение электрона в дырку или дырки в электрон. Ввиду сохранения энергии \mathcal{E} носителей и практически точного сохранения импульса p при О. а. происходит изменение направления вектора скорости v на противоположное. Вместо классич. закона зеркального отражения «угол падения равен углу отражения» при О. а. отражённый носитель заряда движется точно назад (А. Ф. Андреев, 1964) [1, 2].

О. а. обусловлено наличием щели Δ в энергетич. спектре электронов сверхпроводника (см. *Сверхпроводимость*). При $\mathcal{E} < \Delta$ носители заряда не могут проникнуть в сверхпроводник. В то же время они обладают импульсом $p \gg \Delta/v$, т. к. в металле $p \approx p_F$ — ферми-импульс. При отражении от $N-S$ границы тангенциальная компонента импульса p_t сохраняется точно, а перпендикулярная компонента p_l может измениться лишь на величину $\delta p_l \lesssim \Delta/v$. Если угол падения φ_i далёк от 90° , то $\delta p_l \ll p_l$. Поэтому обычное зеркальное отражение, при к-ром $\delta p_l \approx p_l$, невозможно. Малые изменения импульса $\delta p \approx \Delta/v$ соответствуют переходу с электронной ветви энергетич. спектра нормального металла на дырочную. При О. а. электрон ($p > p_F$) подхватывает другой с антипараллельным импульсом, меньшим p_F , и образует куперовскую пару (см. *Купера эффект*), распространяющуюся без потерь вдоль поверхности сверхпроводника [3]. В нормальном металле остаётся дырка с импульсом, противоположным импульсу подхваченного электрона, что соответствует изменению знака v при О. а. При касательном падении $\varphi_i \approx 90^\circ$ вероятность обычного зеркального отражения заметно возрастает.

При $\mathcal{E} > \Delta$ вероятность О. а. уменьшается, если $\mathcal{E} \gg \Delta$ О. а. не происходит.

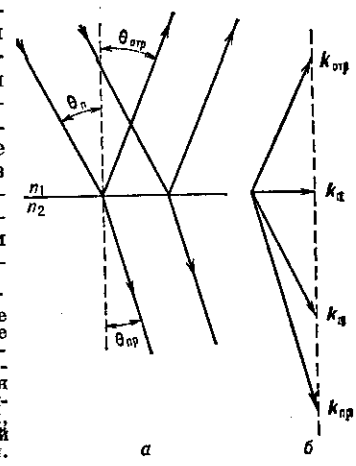
Граница раздела $N-S$ может быть создана внутри однородного металла, находящегося при низкой темп-ре $T < T_c$ (T_c — критическая темп-ра сверхпроводящего перехода), с помощью неоднородного магн. поля H . В той области, где $H > H_c$ (H_c — критическое магнитное поле сверхпроводника), металл находится в нормальном состоянии. Из выражения для циклотронной частоты $\Omega = eH/mc$ следует, что при одноврем. изменении знаков заряда e и массы m направление вращения носителей в магн. поле не меняется. Поэтому центры кривизны траекторий электрона и дырки в точке отражения лежат по разные стороны от общей касательной (рис.).

большого кол-ва таких границ не вносит дополнит. электр. сопротивления. В то же время тепловое сопротивление чистых металлов в промежуточном состоянии сильно возрастает. Это послужило первым указанием на необычный характер отражения [4]. В дальнейшем О. а. наблюдалось экспериментально при радиочастотном *размерном эффекте* [5] и с помощью метода поперечной фокусировки электронов [6]. Явления, аналогичные О. а., наблюдаются также в жидком изотопе гелия — ^3He в сверхтекучем состоянии.

Лит.: 1) Андреев А. Ф., Теплопроводность промежуточного состояния сверхпроводников, «ЖЭТФ», 1964, т. 46, с. 1823; 2) его же, Электродинамика промежуточного состояния сверхпроводников, «ЖЭТФ», 1966, т. 51, с. 1510; 3) Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987; 4) Заварицкий Н. В., Теплопроводность сверхпроводников в промежуточном состоянии, «ЖЭТФ», 1960, т. 38, с. 1673; 5) Крылов И. П., Шарвин Ю. В., Радиочастотный размерный эффект в слое нормального металла, граничащем со сверхпроводящей фазой, «ЖЭТФ», 1973, т. 64, с. 946; 6) Цой В. С., Цой Н. П., Яковлев С. Е., Поперечная электронная фокусировка как метод исследования Андреевского отражения, «ЖЭТФ», 1989, т. 95, с. 921.

ОТРАЖЕНИЕ ВОЛН — переизлучение волн препятствиями с изменением направления распространения (вплоть до смены на противоположное). Отражающими объектами могут служить неоднородности среды (как резкие в масштабе длины волны λ , так и плавные), сочленения волноводных систем и изменения их геометрии, непрозрачные тела, в к-рых волны данной природы распространяться не могут. Обычно на границе раздела сред одновременно с О. в. происходит *преломление волн*.

При падении плоской монохроматич. волны на плоскую границу раздела двух однородных сред с разными свойствами происходит зеркальное О. в. (рис.). Амплитуды, фазы и направления распространения отражённой и преломлённой (прошедшей) волн определяются на основе согласования волновых полей по разные стороны от границы в соответствии с граничными условиями. Требование непрерывности фазы приводит к уни-

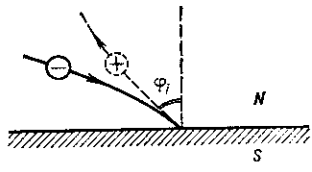


Отражение и преломление волны на плоской границе раздела двух сред с различными показателями преломления ($n_2 > n_1$): а — лучевая картина; б — проекция волновых векторов падающей, отражённой и преломлённой волн на границу одинаковы.

версальному закону: тангенциальные (параллельные границе) составляющие волновых векторов падающей, отражённой и преломлённой волн $k_{\parallel}^i = k_{\parallel}^r = k_{\parallel}^t = k_{\parallel}$ должны быть равны между собой (рис., б). В случае изотропных неподвижных сред нормальные составляющие $k_{\perp}^i = -k_{\perp}^r$ и допустима след. лучевая трактовка закона О. в.: 1) падающий и отражённый лучи лежат в одной, нормальной к границе, плоскости, 2) угол отражения $\theta_{отр}$ (между лучом и нормалью) равен углу падения θ_n (рис., а).

Интенсивность отражённой волны характеризуется коэф. отражения R (отношением интенсивностей отражённой и падающей волн), к-рый существенно зависит от природы волн, свойств обеих сред, поляризации волн и угла θ_n . Для расчёта R необходимо удовлетворить специфическим для волн данной природы граничным условиям. Напр., в случае эл.-магн. волн граничные условия требуют, чтобы на границе тангенциальные составляющие напряжённостей электр. и магн. полей были равны (см. *Френеля формулы*). В акустике гранич-

Андреевское отражение электрона от границы сверхпроводник (S) — нормальный металл (N).



В промежуточном состоянии сверхпроводников первого рода объём металла разбивается на чередующиеся области N - и S -фаз. При одноврем. изменении знака заряда и вектора v носителей заряда при О. а. наличие