

ло начинает пропускать часть падающего на него излучения. В этом случае следует учитывать преломлённую волну частоты  $\omega_2$  (с волновым вектором  $k_2$  и амплитудой  $E_2$ ), проходящую внутрь движущейся среды и уносящую часть энергии. Тогда величина  $E_1$  в ф-лах (8) будет уменьшена:  $E_1 = -r\omega_1 E_0/\omega_0$ , где  $r$  — коэф. (комплексный) френелевского отражения,  $|r| \leq 1$ . С учётом этого частичного пропускания коэф. отражения  $R$  по мощности от релятивистского пучка при нормальном падении примет вид:  $R \approx 10^{-11} \lambda_0^4 j^2/\gamma^2$ , где длина волны  $\lambda_0$  падающего излучения измерена в см, а величина плотности тока  $j$  в пучке — в А/см<sup>2</sup>. Электронный пучок с энергией  $W = m_0 c^2 \gamma = 5$  МэВ ( $\gamma = 10$ ) и  $j = 10^6$  А/см<sup>2</sup> преобразует излучение с длиной волны  $\lambda_0 = 1$  см в ИК-излучение с  $\lambda_1 = \lambda_0/4\gamma^2 = 25$  мкм с эффективностью  $R \approx 10\%$ . Учёт конечной длительности  $\tau_{фр}$  фронта нарастания тока в пучке приводит к уменьшению величины  $R$  на фактор  $\exp(-16\lambda_0 \tau_{фр}/\lambda_0)$ . Оно становится существенным, когда длина волны  $\lambda_1$  отражённого сигнала становится меньше длины  $L_{фр} = c\tau_{фр}$  переднего фронта импульса в пучке.

В общем случае скорость  $v$  границы раздела может отличаться от скоростей  $u_{1,2}$  сред по обе стороны от неё, что наблюдается, напр., для ударных волн в потоках газа. Возникает т. н. нормальный разрыв скорости движения сред. На рис. 3 приведены схемы отражения и преломления эл.-магн. волн при их наклонном падении

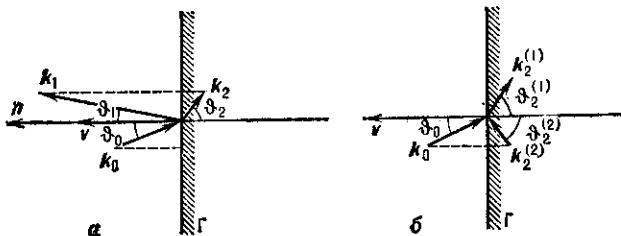


Рис. 3. Схема отражения и преломления волн на нормальном разрыве скорости движения сред: а)  $v < c/\sqrt{\epsilon_{1,2}\mu_{1,2}}$  — досветовое движение границы раздела двух сред; б)  $v > c/\sqrt{\epsilon_{1,2}\mu_{1,2}}$  — сверхсветовое движение границы раздела двух сред; Г — граница раздела, движущаяся со скоростью  $v$  в направлении нормали  $n$ .

на границу, движущуюся со скоростью  $v$  и разделяющую две среды с разл. оптич. характеристиками  $\epsilon_{1,2}$  и  $\mu_{1,2}$  и скоростями движения  $u_{1,2}$ . Для таких ситуаций при решении задач отражения и преломления волн исходят из дисперсионного ур-ния (5) в каждой среде и из условий для волновых векторов, частот и полей рассматриваемых волн на границе раздела, движущейся со скоростью  $v_n = nv$ :

$$k_0 v - \omega_0 = k_1 v - \omega_1 = k_2 v - \omega_2; \quad k_{0t} = k_{1t} = k_{2t}; \quad (9)$$

$$[n(E_{II} - E_I)] = \frac{v_n}{c}(B_{II} - B_I);$$

$$[n(H_{II} - H_I)] = -\frac{v_n}{c}(D_{II} - D_I),$$

где  $n$  — нормаль к границе раздела, а индексами I и II обозначены соответственно полные поля и индукции в среде перед границей раздела и позади неё.

Простейшим примером нормального разрыва скорости может служить волна параметра, бегущая по покоящейся среде с любой скоростью и меняющая её свойства. Такую волну параметра можно создать в нелинейной покоящейся среде изменением её показателя преломления во внеш. переменном (по закону бегущей волны) сильном электрич. поле за счёт Керра эффекта или Показателя эффекта. Бегущая волна сильного электрич. поля может быть создана либо сканированием по этой среде пучка мощного лазерного излучения, либо помещением среды в протяжённый электрич. конденсатор, вдоль к-рого бежит волна напряжения. Скорость этой волны может быть любой. Если скорость фронта бегу-

щего параметра меньше скорости волн в обеих средах, то в среде перед бегущим фронтом имеются падающая и отражённая волны, а позади фронта — одна преломлённая волна. Ф-лы для  $\omega_1$  и  $\theta_1$  имеют вид (8), в к-рых  $\beta = v_n/\sqrt{\epsilon_{1,2}\mu_{1,2}}/c$ . Когда скорость  $v_n$  перемещения фронта параметра становится больше скорости волн в обеих средах ( $v_n > c/\sqrt{\epsilon_{1,2}\mu_{1,2}}$ ), то отражённой волны нет, а позади движущейся границы раздела возникают две преломлённые волны. Одна из них — обычная, а вторая распространяется вдогонку за уходящей границей раздела, но не «догоняет» её.

Если скорости движения сред по обе стороны от плоской поверхности раздела параллельны ей, то такой случай наз. тангенциальным разрывом скорости движения сред и для него  $v_n = 0$ . В этом случае (как следует из приведённых выше ф-л) отражение волн происходит как на покоящейся границе раздела: частоты всех волн одинаковы, а угол падения равен углу отражения. Однако при таком отражении может происходить поворот плоскости поляризации отражённой и преломлённой волн. Угол поворота пропорц. компонентам скорости движения сред, перпендикулярным плоскости падения. При релятивистских скоростях движения сред для нек-рых углов падения коэф. отражения становится больше единицы, т. е. происходит усиление отражённой волны за счёт энергии движения сред. Указанные выше особенности распространения волн в движущихся средах и отражения на границах раздела движущихся сред позволяют использовать их для диагностики этих сред или для преобразования частот с одноврем. усилением сигналов.

Лит.: Тамм И. Е., Основы теории электричества, 10 изд., М., 1989; Франкфурт У. И., Френк А. М., Оптика движущихся тел, М., 1972; Болотовский В. М., Столяров С. Н., Современное состояние электродинамики движущихся сред (безграничные среды), в кн.: Эйнштейновский сборник, 1974, М., 1978; и х же, Усиление электромагнитных волн в присутствии движущихся сред, там же, 1977, М., 1980; и х же, Отражение света от движущегося зеркала и родственные задачи, «УФН», 1989, т. 159, с. 155; Столяров С. Н., Граничные задачи электродинамики движущихся сред, в кн.: Эйнштейновский сборник, 1975—1976, М., 1978. С. Н. Столяров.

**ОПТИКА НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД** — раздел физ. оптики, в к-ром изучаются явления, сопровождающие распространение *оптического излучения* в оптических неоднородных средах, показатель преломления  $n$  к-рых не постоянен, а зависит от координат. Характер явлений и методы их исследования существенно зависят от характера изменения  $n$  и масштаба неоднородностей по сравнению с длиной волны света  $\lambda$ . Оптич. неоднородности являются поверхности или объёмы внутри среды, на (в) к-рых изменяется  $n$ . Независимо от физ. природы неоднородности она всегда отклоняет свет от его первонач. направления. На поверхностях, разделяющих среды с различными  $n$ , происходит *отражение света* и *преломление света*. В среде с непрерывно изменяющимся  $n$ , когда отнесит. изменение  $n$  на расстояниях, сравнимых с  $\lambda$ , очень мало (т. н. *градиентная среда*), световой луч, задаваемый величиной  $\text{grad} S = n \text{dr}/dS$  в каждой точке волновой поверхности  $S(x, y, z)$ , меняет направление в зависимости от неоднородностей пространства, что приводит к его искривлению (рефракции).

Кривизна луча при этом  $\kappa = \text{grad} n - \frac{\partial n}{\partial S} \cdot \frac{\partial r}{\partial S}$ , и луч заглубается в область с большим показателем  $n$ . Этим, в частности, объясняется явление миража (в пустыне поверхность земли очень нагрета, а показатель преломления воздуха зависит от его плотности). Лучи распространяются из пространства предметов в пространстве изображений по нескольким разл. путям. Лучи, распространяющиеся под большим углом к горизонту, проходят больший геом. путь, однако часть пути они проходят в области с меньшим  $n$ , поэтому при правильно выбранном  $n$  можно уравнивать *оптическую длину пути* и добиться условия фокусировки лучей. В *градиентной оптич. среде* ур-ние *эйконала*, решение к-рого позволяет определить геом. волновые поверхности  $S(x, y, z)$  и