

$D(x)$  удовлетворяет однородному Клейна—Гордона уравнению

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + m^2\right)D(x) = 0 \quad (3)$$

и предствима в виде суммы линейно независимых решений этого ур-ния  $D_+(x)$  и  $D_-(x)$ :

$$D_{\pm}(x) = \mp \frac{i}{(2\pi)^3} \int e^{ikx} \theta(\pm k_0) \delta(k^2 - m^2) d^4k, \quad (4)$$

к-рые часто используются в приложениях. Имеет место равенство

$$\left. \frac{\partial D(x-y)}{\partial x_0} \right|_{x_0=y_0} = \delta(x-y), \quad (5)$$

являющиеся следствием перестановочных соотношений для канонических сопряжённых величин  $\varphi(x_0, \mathbf{x})$  и  $\pi(x_0, \mathbf{x}) = \partial\varphi(x_0, \mathbf{x})/\partial x_0$ .

П. ф. массивного Дирака поля  $\psi_a(x)$  имеет вид

$$S_{a\beta}(x) = i\{\psi_a(x), \bar{\psi}_\beta(y)\} = (i\gamma_\mu \partial/\partial x_\mu + m)_{a\beta} D(x), \quad (6)$$

где  $\bar{\psi}(x) = \psi^\dagger(x)\gamma_0$ ,  $\gamma_\mu$  ( $\mu = 0, 1, 2, 3$ ) — Дирака матрицы,  $\psi^\dagger$  — эрмитово сопряжённое поле.

Лит.: Акиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантовых полей, 4 изд., М., 1984. А. В. Смилга.

**ПЕРЕХОД КВАНТОВЫЙ** — см. *Квантовый переход*.

**ПЕРЕХОД МЕТАЛЛ — ДИЭЛЕКТРИК** — фазовый переход, сопровождающийся изменением величины и характера электропроводности при изменении темп-ры  $T$ , давления  $p$ , магн. поля  $H$  или состава вещества. П. м.— д. наблюдаются в ряде твёрдых тел, иногда в жидкостях и газах (плотных парах металлов). Проводимость  $\sigma$  при П. м.— д. может меняться сильно (в  $10^7$  раз в  $V_2O_3$ , в  $10^{10}$  раз в пестехиометричном  $EuO$ ). П. м.— д. легко идентифицируется, если он является фазовым переходом первого рода. В случае перехода 2-го рода классификация его как П. м.— д. часто затруднительна и условна, т. к. при  $T \neq 0K$  проводимость  $\sigma \neq 0$  по обе стороны перехода и в самой точке перехода непрерывна. Строгое же разделение веществ на металлы и диэлектрики (полупроводники) можно дать только при  $T = 0K$ : у металлов при  $T = 0K$   $\sigma(\omega) \neq 0$ , у диэлектриков  $\sigma(\omega)_{\omega \rightarrow 0} = 0$ . С ростом  $T$  в металлах обычно сопротивление растёт, а в диэлектриках и полупроводниках падает.

В стандартной зонной схеме твёрдых тел в диэлектриках и полупроводниках заполненные зоны отделены от пустых запрещённой зоной (энергетич. щель)  $\mathcal{E}_g$ , а в металлах есть зоны, заполненные частично, и электроны могут двигаться по этим зонам в слабом электр. поле (см. *Зонная теория*). Структура зон в одноэлектронном приближении связана с симметрией кристаллич. решётки. П. м.— д. может быть связан с изменением решётки, т. е. со структурным фазовым переходом. Такова природа П. м.— д. во мн. квазиодномерных соединениях и квазидвумерных соединениях (слоистых). В этом случае переход наз. *Пайерлса переходом* или переходом с образованием волны зарядовой плотности. С изменением симметрии решётки связаны П. м.— д. и в др. веществах, напр. переход белого олова в серое («оловянная чума»). С изменением ближнего порядка связаны П. м.— д., происходящие при плавлении мн. полупроводников (см. *Дальний и ближний порядок*). Так, в Ge и Si, имеющих в твёрдой фазе решётку типа алмаза, при плавлении меняется ближний порядок и они становятся жидкими металлами.

Уширением разрешённых зон и исчезновением энергетич. щели, обусловленными изменением симметрии решётки, обычно объясняют и металлизацию мн. диэлектриков и полупроводников при высоких давлениях. Возможно, этим определяется наличие металлич. ядра в недрах Земли.

Во мн. веществах наличие диэлектрич. осн. состояния (при  $T = 0 K$ ) и П. м.— д. не объясняются одноэлектронной зонной схемой и связаны с межэлектронным взаимодействием. Напр., во мн. соединениях переходных и редкоземельных металлов (*лантаноидов*) электроны внутренних, частично заполненных  $d$ - или  $f$ -оболочек оказываются локализованными в ионном остове, и перенос их на соседние ионы, требующийся для появления металлич. проводимости, невозможен вследствие большого проигрыша в энергии межэлектронного взаимодействия (перенесённый «лишний» электрон сильно отталкивается от уже имеющегося на ионе «своего» локализов. электрона). Вещества, являющиеся диэлектриками по этой причине, наз. *моттовскими диэлектриками* (или диэлектриками Мотта — Хаббарда). К ним относятся, напр., оксиды переходных металлов типа  $NiO$ ,  $CoO$  и т. д. П. м.— д. в подобных системах может быть связан с исчезновением мотт — хаббардовской щели, напр. при изменении давления или темп-ры. Видимо, такова в осн. природа П. м.— д. в  $V_2O_3$  и в сходных соединениях, хотя определ. вклад в переход здесь может давать и взаимодействие электронов с решёткой. В общем случае выделение осн. причины П. м.— д. часто затруднительно, т. к., по-видимому, в переход дают вклад разные механизмы. Если П. м.— д. имеет характер моттовского, то он обычно тесно связан с изменением магн. свойств вещества, т. к. локализов. электроны обладают локализов. магн. моментом. Поэтому вещества в фазе моттовского диэлектрика обычно имеют магн. упорядочение (как правило, антиферромагнитное).

В *неупорядоченных системах* (неупорядоченные сплавы, сильволегиры, полупроводники, аморфные вещества) состояние электрона, движущегося в случайном (хаотич.) потенциале, может оказаться локализованным в пространстве, несмотря на то, что его энергетич. спектр непрерывен (*андерсоновская локализация*). Соответственно подвижность электрона обращается в нуль, и вещество может оказаться диэлектриком. В этих случаях П. м.— д. (или обратный переход) может быть вызван изменением степени неупорядоченности системы или изменением концентрации электронов (*химического потенциала*), если уровень Ферми пересечёт т. н. порог подвижности и выйдет в область делокализов. состояний.

Явление П. м.— д. используется на практике (термисторы и резисторы, устройства для записи и хранения информации и т. д.).

Лит.: Мотт Н. Ф., Переходы металлы — изолятор, пер. с англ., М., 1979; Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А., Фазовый переход металлы — полупроводник и его применение, Л., 1979. Д. И. Хомский.

**ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЕТЕКТОР** — детектор быстрых заряж. частиц, регистрирующий переходное излучение, испускаемое при пересечении частицей границы раздела сред с разл. диэлектрич. проницаемостью.

Интенсивность переходного излучения в широкой области энергий пропорц. квадрату заряда частицы ( $Ze^2$ ) и лоренц-фактору частицы  $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$ , где  $v$  — скорость частицы. Осн. часть излучения ле-

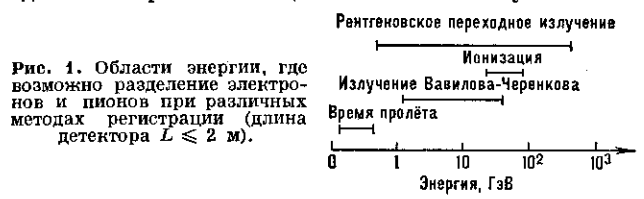


Рис. 1. Области энергии, где возможно разделение электронов и пионов при различных методах регистрации (длина детектора  $L \leq 2$  м).