

вторая Н. т. приводит к ограничениям на поля материи, исходя из особенностей калибровочного поля. Т. о., она устанавливает соответствие между свойствами материальных систем и полей, с к-рыми они могут взаимодействовать. Поскольку в правых частях ур-ний движения самих калибровочных полей стоит как раз ток (8), то вторая Н. т. налагает тождеств. соотношения на левые части этих ур-ний. В совр. квантовой теории поля вторая Н. т. используется в электродинамике, теории Янга — Миллса полей, гравитации, супергравитации и т. д.

Лит.: Hilbert D., Die Grundlagen der Physik, «Gött. Nachr., Math. Phys. Klasse», 1915, S. 395; Klein F., Die Differentialgesetze für die Erhaltung von Impuls und Energie in der Einsteinsch. Gravitationstheorie, там же, 1918, S. 171; Nöther E., Invariante Variationsprobleme, там же, 1918, S. 235; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Паули В., Релятивистская теория элементарных частиц, пер. с англ., М., 1947; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984; Гельфанд И. М., Фомин С. В., Вариационное исчисление, М., 1961; Медведев Б. В., Начала теоретической физики, М., 1977. Б. В. Медведев, П. Б. Медведев.

**НЕУПОРЯДОЧЕННЫЕ СИСТЕМЫ** — вещества в конденсир. состоянии, в к-рых отсутствует строгая упорядоченность расположения атомов, т. е. отсутствует дальний порядок (см. *Дальний и ближний порядок*). Н. с. являются жидкие и аморфные вещества, а также *твёрдые растворы*, поскольку атомы замещения располагаются в них неупорядоченно. Особый класс Н. с. составляют высокотемпературные фазы нек-рых соединений (напр., AgI), в к-рых анионы располагаются упорядоченно, а катионная подрешётка «расплавлена», благодаря чему эти фазы обладают аномально высокой ионной электропроводностью (см. *Ионные суперпроводники*). Легированные кристаллич. полупроводники с точки зрения их электронных свойств также представляют собой при низких темп-рах Н. с., поскольку хаотически расположенные заряд. примеси создают случайный потенциал, к-рый может сильно влиять на движение электронов и препятствовать переносу заряда.

Расположение атомов в жидкостях и аморфных веществах нельзя считать некоррелированным. Радиальная ф-ция распределения, описывающая ср. число соседей на заданном расстоянии от случайно выбранного атома, имеет в этих веществах неск. чётко выраженных максимумов, отражающих корреляцию в расположении соседей в пределах неск. координац. сфер. На больших расстояниях максимумы исчезают. Ближний порядок определяется взаимодействием соседних атомов и зависит от характера связи между ними. Напр., в ряде *аморфных металлов* ближний порядок хорошо описывается в рамках модели твёрдых шаров со случайной плотной упаковкой. Простейшую реализацию этой модели можно получить, если положить в банку большое кол-во одинаковых твёрдых шаров, потрясти их, а затем сдвинуть. Ср. число ближайших соседей в такой модели близко к 12. Для атомов с ковалентным типом связи (типичные полупроводники) характерна фиксация углов между связями. Так, в аморфных Ge и Si (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*) четыре ближайших соседа расположены в вершинах тетраэдра, в центре к-рого находится исходный атом, т. е. точно так же, как в соответствующих кристаллах. Однако, в отличие от ковалентных кристаллов, соседние тетраэдры повернуты друг относительно друга на случайные углы, так что дальний порядок отсутствует.

Аморфное состояние вещества не является термодинамически равновесным. Оно метастабильно, и время его жизни может быть очень большим. Вещества в аморфном состоянии получают из жидкой фазы путём быстрого охлаждения или из газообразной фазы напылением на холодную подложку. При этом ближний порядок выражен тем меньше, чем больше скорость охлаждения или ниже темп-ра  $T$  подложки.

Термодинамич. свойства многих аморфных диэлектриков при низких темп-рах определяются специфич. элементарными возбуждениями, свойственными атому

или группе атомов, к-рые могут занимать две близкие по энергии, но разнесённые в пространстве позиции. Переход из одной позиции в другую происходит за счёт туннелирования. Эти образования наз. *двухуровневые системы*. Энергия возбуждений может меняться в широких пределах, причём при малых энергиях соответствующая ф-ция распределения слабо зависит от энергии. Это обуславливает почти линейную температурную зависимость электронной *теплоёмкости* при низких  $T$  в противоположность решёточной (фононовой) теплоёмкости (свойственной кристаллич. диэлектрикам), к-рая пропорциональна  $T^3$  (см. *Дебая закон теплоёмкости*). Двухуровневые системы приводят также к низкотемпературным аномалиям *теплопроводности*, т. к. вызывают резонансное рассеяние ДВ-фононов, осуществляющих перенос тепла.

Анализ электронных свойств Н. с. показывает, что благодаря существованию ближнего порядка возможно приближённое описание Н. с. в терминах разрешённых и запрещённых энергетич. зон (см. *Зонная теория*). Н. с. могут быть диэлектриками, полупроводниками и металлами. Свойственные Н. с. многочисл. нарушения кристаллич. решётки приводят в аморфных металлах к дополнит. механизму рассеяния электронов. В аморфных полупроводниках возникают электронные состояния в запрещённой зоне, так что плотность состояний не обращается в 0 на границе разрешённых зон, а монотонно убывает в глубину запрещённой зоны, как правило экспоненциально:  $\exp[-(\mathcal{E}_c - \mathcal{E})/\mathcal{E}_0]$ , где  $\mathcal{E}$  — энергия,  $\mathcal{E}_c$  — условная энергия границы разрешённой зоны, а  $\mathcal{E}_0$  — характерная энергия, к-рая значительно меньше ширины запрещённой зоны  $\mathcal{E}_g$ . «Хвост» плотности состояний в запрещённой зоне проявляется в межзонном оптич. поглощении, к-рое не обрывается сразу после того, как энергия фотона  $\hbar\omega$  становится  $< \mathcal{E}_g$ , а плавно спадает с уменьшением энергии, так что «оптич.» границы зон оказываются слегка размытыми. Однако в целом электронные зоны в аморфных и кристаллич. полупроводниках одного хим. состава различаются не очень сильно.

Нарушения кристаллич. структуры приводят в определённой части энергетич. спектра к локализации электронных и фононных состояний. В аморфных полупроводниках локализованными оказываются электронные состояния, лежащие в запрещённой зоне там, где плотность состояний относительно мала. Электроны, находящиеся в локализов. состояниях, могут переносить ток лишь путём «прыжков» из одного состояния в другое (см. *Прыжковая проводимость*). Т. к. состояния имеют разную энергию, прыжки осуществляются лишь с поглощением или испусканием фононов. При  $T = 0$  К этот механизм не работает и локализов. состояния вообще не могут переносить электрич. ток. Энергетич. граница между локализов. и делокализов. состояниями наз. порогом подвижности. Хим. потенциал (уровень Ферми  $\mathcal{E}_F$ ) в аморфных полупроводниках находится глубоко в запрещённой зоне, и при не очень низкой  $T$  электропроводность осуществляется с помощью теплового заброса электронов в состояния, лежащие выше порога подвижности. Т. о., порог подвижности играет роль «электрич.» границы разрешённой зоны. При самых низких темп-рах электропроводность становится прыжковой.

Концепция порога подвижности применима и к легированным кристаллич. полупроводникам. В этом случае положение уровня  $\mathcal{E}_F$  может изменяться вследствие изменения концентрации электронов или примесей. Если уровень  $\mathcal{E}_F$  проходит на энергетич. шкале через порог подвижности, происходит переход от активной электропроводности к металлич. Экстраполированная к  $T = 0$  К электропроводность  $\sigma$  на металлич. стороне обращается в 0 в точке перехода. По существующим теоретич. представлениям, обращение  $\sigma$  в 0 происходит не скачкообразно, а плавно, однако этот вывод нельзя считать окончательным, т. к. теория не учитывает флук-