

Глава 5

Магнитные и поляризационные свойства твердых тел

§ 1. Классификация твердых тел по их магнитным свойствам

В течение тысячелетий человек использовал магнитные свойства твердых тел, не понимая физической природы этого явления. В начале XIX в., в 1820 г., Эрстед обнаруживает магнитное поле вокруг проводника с током. Это был важный момент не только магнетизма, но и всей физики. Через 11 лет Фарадей “преобразует” магнетизм в электричество. Внутреннее единство двух физических явлений было установлено. Появляется первая научная теория магнитных свойств – теория “молекулярных” токов Ампера. Теория Дж. Максвелла показала, что ток проводимости, конвекционный ток и ток смещения обладают магнитным действием. Ток проводимости связан с движением электрических зарядов внутри проводника. Конвекционный ток порождается движением заряженных тел. Ток смещения возникает при всяком изменении во времени электрического поля, его специфической особенностью является то, что он не обязательно связан с движением электрических зарядов, и может существовать в вакууме. Микроскопическая электронная теория Г. Лоренца позволила провести некоторые количественные теоретические расчеты по магнетизму. Большой вклад в экспериментальное изучение магнитных свойств железа внес А. Столетов. Наряду с веществами, обладающими такими же магнитными свойствами, как железо, кобальт, никель и другие, обнаруживаются вещества, магнитные свойства которых существенно отличаются. Оказалось, что принципиально все вещества в той или иной степени магнитны. Их разделили на три группы:

1) ферромагнетики – железо, кобальт, никель, гадолиний, тербий, диспрозий, гольмий и ряд сплавов;

2) парамагнетики – платина, кислород, Fe_2O_3 , $NiSO_4$ и др.;

3) диамагнетики – медь, висмут, алмаз, германий, кремний, селен и др. Только квантовая теория могла дать обоснование существованию трех групп магнитных веществ и вскрыть природу магнетизма.

Познакомимся кратко с некоторыми экспериментальными дан-

ными, введем характеристики магнитного состояния вещества. Поместим однородное (для упрощения дальнейших рассуждений) твердое тело во внешнее магнитное поле напряженностью H и, соответственно, индукции:

$$B_0 = m_0 H, \quad (5.1.1)$$

где коэффициент пропорциональности $m_0 = 12,6 \cdot 10^{-7}$ Гн/м, называется магнитной постоянной вакуума.

Тело намагнитится. Для характеристики этого состояния тела введем следующие величины: M – магнитный момент тела. Эта характеристика намагниченного тела возникла в результате последовательного проведения идеи о тесной связи электрических и магнитных явлений: каждый замкнутый ток характеризуется магнитным моментом, пропорциональным произведению величины тока, идущего по контуру, на площадь контура. Очевидно, если предполагать, следуя Амперу, что магнетизм создается “молекулярными токами”, то магнитный момент тела равен сумме (геометрической) моментов всех эквивалент-

ных токов. Отношение $\frac{M}{V} = I_m$ характеризует магнитный момент

единицы объема и называется намагниченностью тела. Намагниченное тело окружено своим собственным магнитным полем, его будем характеризовать величиной B_i . Определим магнитную восприимчивость

вещества при помощи отношения $\kappa = \frac{I_m}{B_0}$, где B_0 – индукция внеш-

него магнитного поля (в вакууме).

Из приведенных соотношений можно получить следующую формулу для намагниченности тела:

$$I_m = \kappa B_0 = \kappa m_0 H. \quad (5.1.2)$$

Характер намагничения определяется не только напряженностью внешнего магнитного поля, но и характеристикой вещества, его магнитной восприимчивостью. В зависимости от величины и знака κ все вещества так разделяются по указанным выше трем группам:

1) если κ величина малая ($\sim 10^{-5}$) и отрицательна, то вещества с такими κ называются диамагнетиками;

2) если χ больше нуля, но также малая величина, то соответствующие вещества относятся к парамагнетикам. И диа-, и парамагнитные вещества относятся к слабо магнитным веществам;

3) если χ положительное и очень большое число ($\sim 10^2-10^3$), то вещества с таким χ называются ферромагнетиками. Такие тела относятся к сильномагнитным материалам.

У диамагнетиков магнитная восприимчивость не зависит ни от температуры, ни от напряженности внешнего магнитного поля. У пара- и ферромагнетиков χ является функцией температуры и внешнего поля. Изобразим графически зависимость намагничения веществ от внешнего магнитного поля (рис.87).

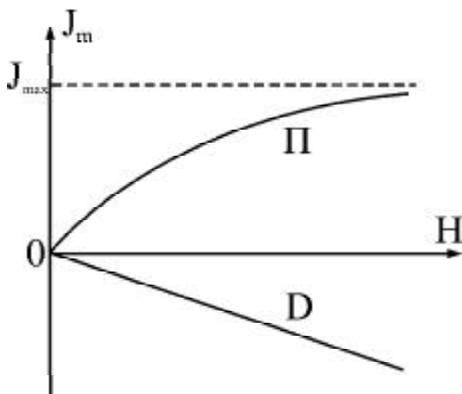


Рис. 87.

Для диамагнетиков $\chi < 0$, поэтому намагничение диамагнетиков происходит в направлении, противоположном внешнему полю.

В силу линейной зависимости намагничения от внешнего поля (см. формулу (5.1.2)), график будет являться прямой линией, расположенной под осью абсцисс. У парамагнетиков намагничивание пропорционально внешнему полю (в области малых значений этого поля). График намагничивания парамагнетиков изобразится отрезком прямой, расположенной над осью абсцисс. Магнитная восприимчивость парамагнетиков изменяется в зависимости от температуры по закону

Кюри: $\chi = \frac{C}{T}$. Следовательно, при повышении температуры χ будет

уменьшаться. В сильном внешнем магнитном поле парамагнетик приобретает состояние магнитного насыщения. Кривая будет асимптотично приближаться к некоторому значению I_{max} . Для характеристики состояния намагничивания вводится величина индукции внутреннего магнитного поля B_i . Расчеты показывают, что числовое значение B_i совпадает с числовым значением намагничивания I_m . Результирующая индукция внутри намагниченного тела будет складываться из индук-

ции внешнего поля и индукции внутреннего поля: $B = B_0 + B_r$. Преобразуем это выражение, используя формулы (5.1.1) и (5.1.2).

$$B = m_0 H + I_m = m_0 H + \kappa m_0 H = (1 + \kappa) m_0 H. \quad (5.1.3)$$

Введем обозначение $1 + \kappa = m_r$ и назовем эту величину магнитной проницаемостью данного тела.

Табл. 7

Парамагнетики	μ_r	Диамагнетики	μ_r
Алюминий	1,000023	Висмут	0,999824
Воздух	1,00000038	Вода	0,999991
Вольфрам	1,000176	Водород	0,99999937
Кислород	1,0000019	Медь	0,99999
		Стекло	0,999987

Железо мягкое	8000
Железо трансформаторное	15000
Железо углеродистое	3000
Пермалой	80000
Чугун	2000

Эта величина позволяет дать другой критерий деления магнитных веществ: для диамагнетиков $m_r < 1$, для парамагнетиков $m_r > 1$, для ферромагнетиков $m_r \gg 1$ (см. табл. VII).

К ферромагнитным веществам относится группа веществ, у которых m_r (или κ) имеет сложную зависимость от напряженности внешнего поля H и от температуры T . Графически зависимость κ от H для таких веществ изображена на рис. 88.

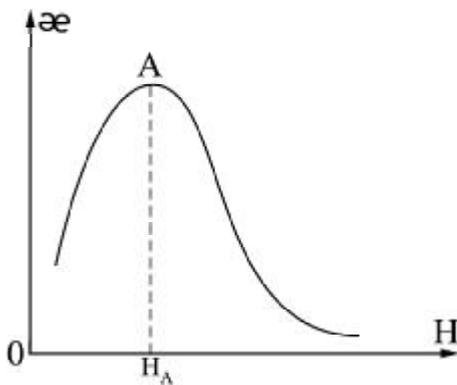


Рис. 88.

Используя этот график, можно понять ход намагничивания ферромагнетиков. Благодаря возрастанию H и \aleph (при малых значениях H), кривая намагничивания растет с увеличением H . Это продолжается до значения H_A , затем, в силу конкуренции двух процессов (см. формулу (5.1.2)), намагничение перестает изменяться, принимая значение I_{max} , равное техническому насыщению (рис.89).

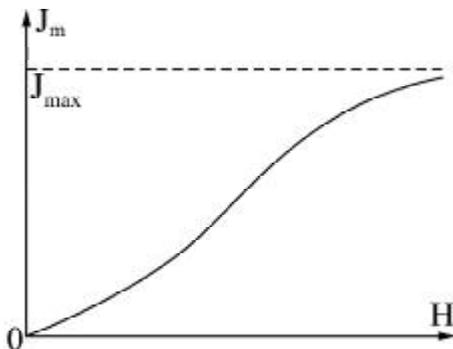


Рис.89.

Построим график зависимости результирующей индукции B от величины внешнего поля H (рис.90).

Такой ход кривой следует из формулы (5.1.3):

$$B = \mu_0 H + \aleph \mu_0 H.$$

При больших H в силу малости \aleph величина индукции будет увеличиваться лишь за счет возрастания H (второй член формулы практически не будет давать вклада). Если рассмотреть более детально кривую намагничивания ферромагнетика, то на участке наиболее быстрого намагничивания обнаруживается ступенчатый ход кривой (рис. 91).

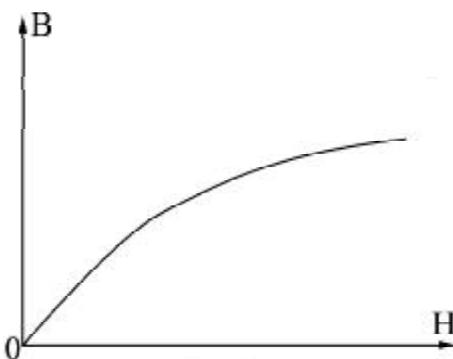


Рис.90.

Этот эффект называется эффектом Баркгаузена. Он является проявлением квантовой природы ферромагнетизма и будет объяснен ниже.

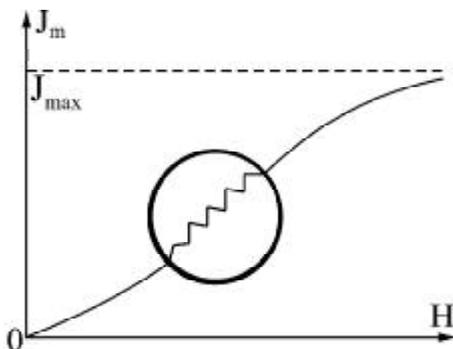


Рис.91.

При нагревании ферромагнетика он превращается в парамагнетик. Соответствующая температура Q_k называется ферромагнитной температурой Кюри (для *Fe* $Q_k=770^\circ\text{C}$, для *Ni* $Q_k=360^\circ\text{C}$, для пермаллоя $Q_k=70^\circ\text{C}$). В парамагнитном состоянии магнитная восприимчивость ферромагнетиков при изменении температуры подчиняется закону Кюри-Вейса:

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta}, \text{ где } Q - \text{парамагнитная температура Кюри. Ее положение относительно ферромагнитной температуры Кюри } Q_k \text{ видно из рис.92.}$$

У ферромагнетиков обнаружена зависимость величины намагничения от направления внешнего поля по отношению к кристаллографическим осям. Найдены направления легкого и трудного намагничения. Например, у железа направления легкого намагничения является направление $[100]$ (см.гл.2, §2).

Обнаружено, что при намагничении ферромагнетиков происходит изменение их формы и размеров. Это так называемая магнитоупругость. Если вещество при намагничении сжимается, то, оказывая на него давление в направлении этого сжатия, мы будем облегчать его намагничение и наоборот. Обратный эффект называется магнитоупругим эффектом. Эти свойства используются в приборах, регистрирующих деформации ферромагнитных веществ. У диа- и парамагнитных тел при нагревании происходит обычное расширение, которое, как было показано ранее, определяется ангармоничностью колебаний (гл.2, §§5, б).

У ферромагнетиков же при нагревании может наблюдаться как расширение, так и сжатие. Это объясняется тем, что помимо обычного ангармоничного расширения, у ферромагнетиков наблюдается специфический термострикционный эффект. Некоторые ферромагнетики в результате этого дополнительного эффекта при нагревании не только не расширяются, но даже сжимаются. Результирующий коэффициент

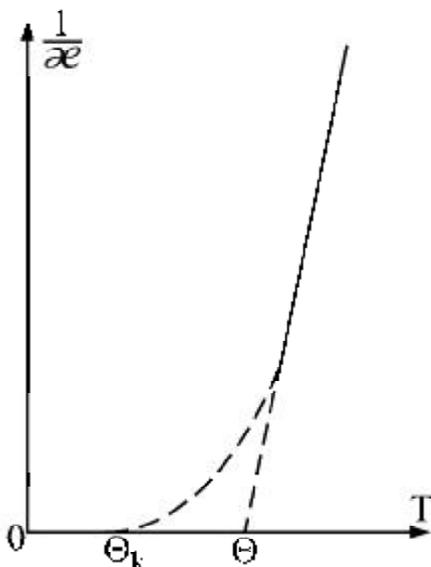


Рис.92.

объемного расширения $a_{рез}$ определяется по формуле: $a_{рез} = a_{анг} + a_{терм}$. Если a термострикционный $a_{терм} < 0$, то возможны два случая: 1) $a_{рез} > 0$ при $a_{анг} > a_{терм}$; 2) $a_{рез} < 0$ при $a_{анг} < a_{терм}$.

У ферромагнетиков наблюдается сложное явление при перемагничивании. Обнаруживается отставание изменения намагниченности от изменений внешнего поля. Это явление получило название магнитного гистерезиса. Графически процесс перемагничивания изображен на рис. 93.

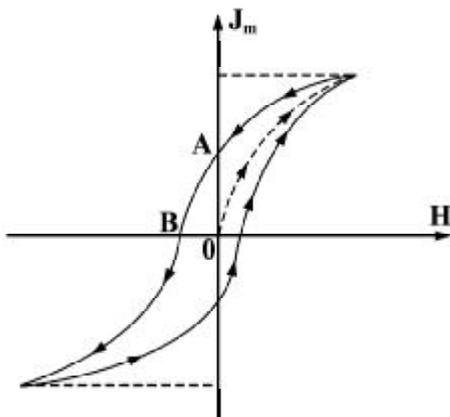


Рис. 93.

Площадь петли гистерезиса численно равна энергии, затрачиваемой при одном цикле перемагничивания 1 м^3 ферромагнетика. По форме и площади петли гистерезиса ферромагнетики делятся на “мягкие” (узкая петля, малая коэрцитивная сила) и “жесткие” (широкая петля, и большая коэрцитивная сила). Очевидно, что мягкие ферромагнетики целесообразно использовать в конструкциях (например, в сердечниках трансформаторов), где они подвергаются периодическому перемагничиванию. Жесткие ферромагнетики находят применение при изготовлении постоянных магнитов.

§2. Общая теория магнетизма

Для полного объяснения природы магнетизма одной гипотезы “молекулярных” токов Ампера, конечно, недостаточно. И все же многие стороны этого явления она позволяет понять, если истолковать ее в свете современных представлений о строении атома, дополнить открытым уже в XX в. сложным движением электронов: их орбитальным и спиновым движением (гл.1). В последующих рассуждениях будем использовать полуклассическую модель атома Н.Бора, считая, что электрон движется вокруг ядра по замкнутым орбитам. Каждому виду движения электрона (и орбитальному, и спиновому) помимо механической характеристики – механического момента, - будем сопоставлять магнитную характеристику – магнитный момент (гл. 1, §7).

Если пренебречь магнитным моментом ядра, который для рассматриваемого явления не играет роли, то суммарный магнитный момент атома складывается из суммарного орбитального и суммарного спинового моментов всех электронов атома. Сложение производится с учетом квантовых свойств этих движений электронов. Если результирующий магнитный момент атома окажется равным нулю, то тело, состоящее из таких атомов, будет являться диамагнетиком. Если результирующий магнитный момент атома отличен от нуля, то тела, состоящие из таких атомов, будут проявлять в зависимости от характера взаимодействия магнитных моментов или парамагнитные, или ферромагнитные свойства.

В особых случаях взаимодействия нескомпенсированных магнитных моментов атомов образуются магнитные вещества, называемые антиферромагнетиками и ферримагнетиками. Объясним существование указанных выше всех групп магнитных веществ.

§3. Природа диамагнетизма

Как уже было отмечено выше, к диамагнитным веществам относятся такие вещества, атомы которых имеют нулевой результирующий магнитный момент. Но посмотрим, что происходит с орбитальным движением электронов, когда вещество помещается во внешнее магнитное поле.

Совершая вращательное движение вокруг ядра, электрон находится под действием кулоновской силы, являющейся центростремительной силой:-

$F_{ц.с.} = m\omega_0^2 r$, где m – масса электрона, r – радиус его орбиты, ω_0 – угловая скорость.

При включении внешнего магнитного поля (рассмотрим наиболее простой случай, когда плоскость электронной орбиты перпендикулярна этому полю (рис.94)) в момент его нарастания возникает вихревое элект-

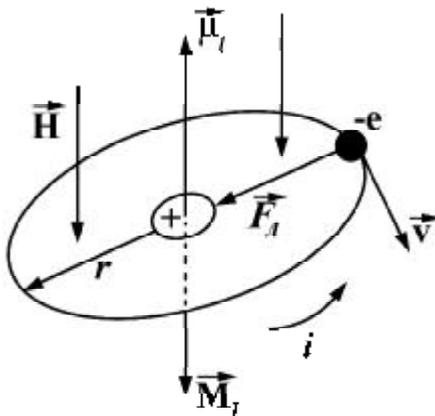


Рис.94.

рическое поле, которое вызовет увеличение частоты обращения электрона вокруг ядра.

Со стороны установившегося магнитного поля на электрон будет действовать дополнительная сила, называемая силой Лоренца:

$F_L = eV_0 m_0 H$. Используя правило левой руки (с учетом знака заряда электрона), убеждаемся, что эта сила направлена по радиусу орбиты к ядру (рис.94). Результирующая центростремительная сила в новом состоянии электрона будет равна $m\omega^2 r = m\omega_0^2 r + e\omega_0 r m_0 H$. Полагая,

что $\omega \approx \omega_0$, после простых преобразований получим

$$\omega - \omega_0 = \frac{e}{2m} m_0 H \text{ или } \omega = \omega_0 + \Delta\omega, \text{ где } \Delta\omega = \frac{e}{2m} m_0 H.$$

Добавочная частота $\Delta\omega$ (так называемая Ларморова угловая частота) приведет к увеличению частоты обращения электрона вокруг ядра и соответственно к увеличению орбитального электронного тока. Это будет соответствовать одновременному увеличению орбитального магнитного момента электрона, направление которого можно определить по правилу буравчика (с учетом знака заряда электрона): магнитный момент электрона будет направлен против направления внешнего магнитного поля. В более сложном расположении внешнего поля по отношению к плоскости орбиты все предыдущие рассуждения принципиально сохраняются, дополняясь новым явлением: перемещением плоскости орбиты вокруг направления внешнего магнитного поля (прецессией орбиты).

Таким образом, индуцированный внешним магнитным полем дополнительный магнитный момент электронов, пропорциональный этому полю, направлен противоположно этому полю, ослабляя его (рис.94). Рассмотренный эффект присущ электронам всех веществ, т.е. диамагнетизм является общим свойством, но у пара- и ферромагнетиков он перекрывается другими явлениями. Следует отметить, что диамагнитный эффект возникает в соответствии с законом Ленца, позволяющим определить направление индукционного тока и его магнитного поля. Под индукционным током в рассмотренном явлении нужно понимать тот добавочный орбитальный электронный ток, который возникает благодаря изменению частоты электрона на величину $\Delta\omega$.

§4. Диамагнитные свойства электронного газа

Известно, что диамагнетизмом обладают атомы всех веществ (см.гл.5, §3), но в ряде случаев, особенно если результирующий магнитный момент атома отличен от нуля, преобладают другие магнитные эффекты – пара- или ферромагнетизм. Диамагнетизм является проявлением закона сохранения и превращения энергии, так как диамагнитный эффект есть не что иное, как суммарное макроскопическое проявление явления электромагнитной индукции, возникающее при изменении орбитального движения электронов атомов, помещенных во внешнее магнитное поле. Направление индуцированного магнитного момента определяется по правилу Ленца.

Дадим элементарный вывод формулы магнитной восприимчивости диамагнетиков (на уровне полуклассической теории Н. Бора).

Электроны атома, двигаясь вокруг ядра, создают элементарные круговые токи $I = -en$, где $(-e)$ - заряд электрона, n - частота обращения его вокруг ядра, причем $n = \frac{V}{2\pi r}$.

Круговой ток обладает магнитным моментом:

$$m_L = m_o IS,$$

где m_o - магнитная постоянная вакуума, S - площадь кругового тока.

Составим магнитный момент электрона в его орбитальном движении:

$$m_L = -m_o enS = -m_o e \frac{V\pi r^2}{2\pi r} = -m_o \frac{eVr}{2} = -\frac{m_o eL}{2m}, \quad (5.4.1)$$

где $L = mVr$ - орбитальный механический момент электрона.

Отношение $\left| \frac{m_L}{L} \right| = \frac{em_o}{2m}$ называется гиромагнитным отношением.

Оно позволило однозначно установить, что электрический ток в металле обусловлен электронами (опыт Эйнштейна - де Гааза, в 1916г.), это же отношение стало критерием того, орбитальное или собствен-

ное (внутреннее) движение обуславливает парамагнетизм свободных электронов – парамагнетизм Паули (см.гл.5, §6).

При внесении атома во внешнее магнитное поле на электрон начнет действовать дополнительное вихревое электрическое поле, которое изменит количество движения электрона.

Как известно из механики, скорость изменения момента количества движения равна моменту внешней силы. В нашей задаче этот закон запишется так:

$$-eE^{вих}r = \frac{\Delta L}{\Delta t}, \quad (5.4.2)$$

где $E^{вих}$ - напряженность вихревого электрического поля.

Для работы вихревого электрического поля за время одного оборота можно написать следующее выражение:

$$E^{вих} 2\pi r = \frac{\Delta B}{\Delta t} S, \quad (5.4.3)$$

где Δt - время изменения поля.

Объединяя формулы (5.4.2) и (5.4.3), получаем:

$$\Delta L = \frac{1}{2} e r^2 \Delta B. \quad (5.4.4)$$

Используя формулы (5.4.1) и (5.4.4), можно рассчитать добавочный орбитальный магнитный момент электрона:

$$\Delta m_L = -\frac{m_0 e}{2m} \Delta L = -\frac{m_0 e^2}{4m} r^2 \Delta B. \quad (5.4.5)$$

Если в атоме имеется Z электронов, то индуцированный момент всего атома равен:

$$\Delta M_a = -\frac{m_0 e^2}{4m} \Delta B \sum_{i=1}^Z r_i^2 = -\frac{m_0 e^2}{4m} \overline{a^2} Z \Delta B, \quad (5.4.6)$$

где $\overline{a^2}$ - средний квадрат радиуса электронных орбит атома. Для n атомов, находящихся в единице объёма, магнитный момент равен:

$$\Delta I_m = -\frac{m_o e^2 \bar{a}^2}{4m} Zn \Delta B \quad (5.4.7)$$

Следовательно, диамагнитная восприимчивость χ , определяемая равенством $\chi = \frac{\Delta I}{\Delta B}$, равна:

$$\chi = -\frac{m_o e^2 \bar{a}^2}{4m} nZ . \quad (5.4.8)$$

Из (5.4.8) видно, что χ не зависит от температуры. Знак «-» указывает, что индуцированное диамагнитное намагничивание происходит против внешнего поля.

В металлах и полупроводниках наряду с диамагнетизмом атомов (ионов) существует диамагнетизм свободных электронов, так называемый диамагнетизм Ландау. Этот диамагнетизм обычно перекрывается в несколько раз большим спиновым парамагнетизмом тех же свободных электронов (см. ниже). Он возникает в результате искривления траектории свободных электронов во внешнем магнитном поле, заставляющем их двигаться по винтовой линии с осью вдоль поля.

§5. Природа парамагнетизма

Рассмотрим упрощенную классическую теорию парамагнетизма – явления намагничивания веществ, у которых результирующий магнитный момент атомов имеет отличное от нуля постоянное значение. Каждый атом представляет собой магнитный диполь, который во внешнем магнитном поле будет ориентироваться вдоль направления этого поля, подобно тому, как ориентируются вдоль поля магнитные стрелки. Это энергетически выгодно, так как уменьшает общий запас энергии взаимодействующих тел. Однако, тепловое движение атомов будет нарушать полную ориентацию магнитных диполей. Расчеты французского физика П.Ланжевена показали, что при малых полях и в области комнатной температуры намагничивание парамагнетиков пропорционально напряженности поля и обратно пропорционально абсолютной температуре (закон Кюри). В очень сильных полях или в области

низких температур намагничение парамагнетика стремится к насыщению, достигая максимального значения в силу малости дезориентирующего действия теплового движения (рис.87). Квантовая теория, приводя к тем же результатам, учитывает, что возможны лишь дискретные ориентации магнитных моментов атомов во внешнем поле. Как классический, так и квантовый подход проводится без учета взаимодействия магнитных моментов между собой. Очевидно, в силу совпадения данных теории и эксперимента, такой подход оправдан для парамагнитных веществ. Если же учесть это взаимодействие, то расчеты приводят к совершенно новым результатам. Об этом будет идти речь ниже в §8. Рассмотрим так называемый парамагнетизм щелочных металлов. Оказалось, что их парамагнетизм не зависит от температуры. Дадим качественное объяснение этому факту, используя зонную модель металла (см. также §6). В зоне проводимости щелочного металла на каждом уровне, согласно принципу Паули, может находиться по два электрона с противоположными спинами. При включении внешнего магнитного поля энергия электронов, спиновый магнитный момент которых параллелен полю, уменьшится на величину $m_B H$, где

$$m_B = \frac{m_0 e h}{4\pi m} - \text{магнетон Бора. Энергия же электронов с противополож-}$$

ной ориентацией спинового магнитного момента увеличится на ту же величину. В силу энергетической выгоды электроны будут переходить в состояние с параллельной внешнему полю ориентацией спинового магнитного момента. В результате возникнет нескомпенсированный магнитный момент, так как число электронов, спиновые магнитные моменты которых ориентированы противоположно, теперь уже не одинаково. Это явление называется парамагнетизмом свободных электронов.

§6. Парамагнетизм свободных электронов

Эксперимент и теория указывает, что парамагнетизм атомов (и по классической и квантовой теориям) зависит от температуры. Он связан с ориентацией суммарного орбитального момента атомов вдоль поля, чему постоянно мешает тепловое движение структурных частиц решетки.

Изучение магнитных свойств щелочных металлов, однако, показало, что их магнитный момент не зависит от температуры. Эту про-

блему разрешил В. Паули, по этой причине парамагнетизм щелочных металлов получил название парамагнетизма Паули.

Паули показал, что аномалия в магнитных свойствах щелочных металлов обусловлена не орбитальными магнитными моментами электронов в атомах, а спиновыми магнитными моментами валентных электронов, которые в щелочных металлах слабо связаны с ионными остовами и образуют в кристаллической решетке свободный электронный газ.

Построим теорию парамагнетизма Паули. Каждый электрон обладает собственным спиновым магнитным моментом, который может ориентироваться внешним магнитным полем. Однако, полной ориентации будет препятствовать тепловое движение. Согласно квантовомеханическим представлениям спиновый магнитный момент может иметь во внешнем поле лишь две ориентации: по полю и против поля.

Используя распределение Больцмана, можно составить выражение для вероятности ориентации магнитного момента по полю:

$$W_{\uparrow\uparrow} = C \exp \frac{m_B H m_0}{kT}, \quad (5.6.1)$$

где $-m_B H = \Delta E$ - энергия электрона во внешнем поле, $W_{\uparrow\uparrow}$ - вероятность ориентации магнитного момента по полю:

$$m_B = \frac{ehm_0}{2m} \quad (5.6.2)$$

магнитон Бора – магнитный момент свободного электрона.

Вероятность ориентации магнитного момента электрона против поля равна:

$$W_{\uparrow\downarrow} = C \cdot e^{-\frac{m_B H m_0}{kT}}. \quad (5.6.3)$$

Согласно теореме сложения вероятностей полная вероятность какой-либо ориентации магнитного момента относительно направления поля равна:

$$W = W_{\uparrow\uparrow} + W_{\uparrow\downarrow}. \quad (5.6.4)$$

Пусть в единице объема имеется ΔN электронов. Тогда число электронов с ориентацией магнитного момента по полю равна:

$$\Delta N_{\uparrow\uparrow} = \Delta N \frac{W_{\uparrow\uparrow}}{W_{\uparrow\uparrow} + W_{\uparrow\downarrow}}. \quad (5.6.5)$$

Аналогично число электронов с магнитными моментами, ориентированными против поля, определится формулой:

$$\Delta N_{\uparrow\downarrow} = \Delta N \frac{W_{\uparrow\downarrow}}{W_{\uparrow\uparrow} + W_{\uparrow\downarrow}}. \quad (5.6.6)$$

Результирующий магнитный момент, создаваемый свободными электронами, находящимися в единице объёма, получим, объединяя формулы (5.6.4 – 5.6.6):

$$I = m_B (\Delta N_{\uparrow\uparrow} - \Delta N_{\uparrow\downarrow}) = m_B \Delta N \frac{W_{\uparrow\uparrow} - W_{\uparrow\downarrow}}{W_{\uparrow\uparrow} + W_{\uparrow\downarrow}}. \quad (5.6.7)$$

Рассмотрим случай высоких температур или слабых магнитных полей, при этом выполняется условие:

$$\frac{m_B m_o H}{kT} \ll 1.$$

Воспользуемся разложением экспонент в ряд Тейлора и ограничимся двумя первыми членами разложения:

$$I = m_B \Delta N \frac{m_B H m_o}{kT}. \quad (5.6.8)$$

Согласно свойствам распределения Ферми-Дирака (см. гл.1, §13) лишь малая доля всех электронов может участвовать в физических процессах, в том числе и в создании парамагнетизма Паули. Известно, что

$$\Delta N = N \cdot \frac{\kappa T}{m_\phi}, \quad (5.6.9)$$

где N – полная концентрация электронов, m_ϕ – энергия Ферми.

Таким образом, из выражений (5.6.8) и (5.6.9) получаем:

$$I = \frac{Nm_B^2 H m_o}{m_\phi}, \quad (5.6.10)$$

то есть, действительно, намагничение свободных электронов не зависит от температуры.

§7. Парамагнетизм атомов

В §6 мы рассмотрели природу парамагнетизма свободных электронов. Практически все рассуждения, приведенные для таких электронов, вплоть до формулы (5.6.7) справедливы и для электронов, находящихся в оболочках парамагнитных атомов (напомним, что парамагнитные атомы содержат нечетное число электронов на внешней оболочке с валентными электронами, в результате чего атомы в отсутствии внешнего магнитного поля обладают постоянным магнитным моментом).

Используя (5.6.5), (5.6.6) и (5.6.7), можно записать:

$$I = m_B \Delta N e \frac{\frac{m_B m_o H}{kT} - e}{\frac{m_B m_o H}{kT} + e} \frac{-e}{\frac{m_B m_o H}{kT}}. \quad (5.7.1)$$

Введём обозначение:

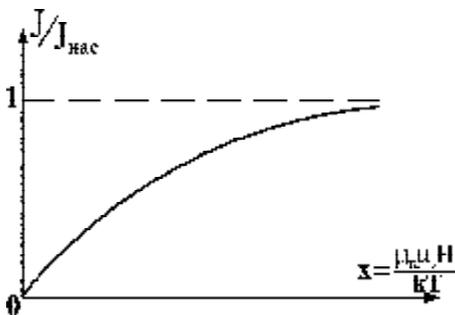


Рис.95.

$$\frac{m_B m_O H}{kT} = x,$$

тогда величина $\frac{e^x - e^{-x}}{e^x + e^{-x}}$ есть не что иное, как гиперболический тангенс. Формула (5.7.1) принимает вид:

$$I = m_B \Delta N \operatorname{th} x = I_{\max} \operatorname{th} x, \quad (5.7.2)$$

где I_{\max} - максимально возможный момент системы, когда все атомные магнитные моменты ориентированы по полю и наступает магнитное насыщение.

Это осуществляется или при низких температурах или в очень сильном магнитном поле, когда выполняется условие:

$$\frac{m_B m_O H}{kT} \gg 1.$$

При обычных условиях $\frac{m_B m_O H}{kT} \ll 1$ и выражение (5.7.1) можно упростить, раскладывая экспоненты в ряд Тейлора:

$$I = \frac{\Delta N m_B^2 m_O H}{kT}. \quad (5.7.3)$$

Откуда коэффициент намагничивания \varkappa равен:

$$\varkappa = \frac{\Delta N m_B^2}{kT}. \quad (5.7.4)$$

Из выражения (5.7.4) следует, что магнитная восприимчивость парамагнетика обратно пропорционально абсолютной температуре. Это утверждение носит название закона Кюри для парамагнетиков. Рассмотренная нами теория парамагнетизма построена П. Ланжевеном.

Будучи классической, теория Ланжевена не учитывает квантование ориентаций магнитных моментов атомов. Это сделано квантовой теорией парамагнетизма, которая более точно, чем классическая, совпадает с экспериментом.

Поскольку парамагнетизм атомов связан с температурой кристалла, то размагничивая вещество без притока энергии извне, мы заставим парамагнитные атомы заимствовать энергию у решетки, что приведет к охлаждению образца. Путём этого метода адиабатического размагничивания парамагнетиков удалось достигнуть температуры порядка 0.001 К.

§8. Природа ферромагнетизма Антиферромагнетизм. Ферриты

Если проанализировать структуру электронных оболочек ферромагнитных веществ, то можно заметить очень важную их особенность: у всех ферромагнетиков полностью заполнена внешняя электронная оболочка, но недостроены внутренние электронные оболочки. У переходных металлов группы железа недостроена $3d$ -оболочка, у редкоземельных элементов недостроена $4f$ -оболочка. Магнитные моменты заполненных электронных оболочек равны нулю в силу четного числа электронов в них. Каждая пара электронов из-за антипараллельности спинов, и, следовательно, магнитных моментов, дает нулевой вклад в общий магнитный момент оболочки. Напрашивается вывод, что ферромагнетизм обусловлен магнитными моментами электронов незаполненных оболочек. Для решения вопроса о том, играет ли при этом роль орбитальный или спиновый момент, были поставлены оригинальные по своей идее опыты. Рассмотрим три таких опыта. Так как с магнитным моментом всегда связывается механический момент, то в состоянии размагниченности результирующий механический момент тела также равен нулю. А.Эйнштейн и де Гааз произвели опыт по намагничению ферромагнитного цилиндра, подвешенного на тонкой упругой нити. Возникновение магнитного момента сопровождалось поворотом цилиндра (магнитомеханический эффект). Барнет произвел обратный опыт: он намагничивал железный цилиндр при быстром его нагреве выше температуры Кюри. Цилиндр, как и должно быть, приходил во вращение. Все эти опыты, будучи проанализированы количественно (гл.1, §7, гиромантическое число), давали один и тот же вывод: за явление ферромагнетизма ответственен не орбитальный, а спиновый магнитный момент электрона. Природа ферромагнетизма еще не расшифрована до конца и в наше время. Но применение квантовой механики позволило понять многие его закономерности.

Не все химические элементы с недостроенными оболочками обладают ферромагнитными свойствами. Расчеты Я.И.Френкеля показали, что необходимо еще наличие так называемого обменного взаимодействия между электронами недостроенных оболочек соседних атомов. При определенных условиях выгодным оказывается или параллельная или антипараллельная ориентация спинов электронов, участвующих в обмене. В первом случае параллельное расположение спинов способствует самопроизвольному намагничению, т.е. возникновению ферромагнетизма. Во втором случае возникает явление, получившее название антиферромагнетизма. Почему же ферромагнетик в обычном состоянии немагнитен, несмотря на свойство самопроизвольного намагничения? Оказалось, что все ферромагнитное тело состоит из чрезвычайно малых областей размером в несколько микрон, намагниченных до полного насыщения. Это так называемые домены Вейса, теоретически существование которых объяснили Л.Ландау и Е.Лифшиц. Каждый домен подобен постоянному магниту. В силу энергетической выгоды домены образуют замкнутые магнитные цепи (рис.96).

Это было обнаружено экспериментально. Такое состояние ферромагнетика до внесения его во внешнее магнитное поле позволяет понять рост намагничения при включении и возрастании этого поля (большая доля доменов ориентируется по направлению внешнего поля), и эффект Баркгаузена –

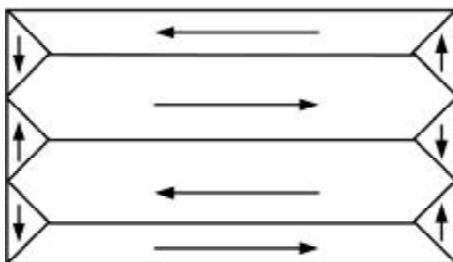


Рис.96.

– ступенчатость роста намагничения (рис.91) (домены возникают преимущественно по направлению легкого намагничения, разворот доменов по направлению внешнего поля имеет чисто квантовый характер и поэтому происходит прерывно). Когда максимальное число доменов сориентируется вдоль поля, наступает момент магнитного насыщения. Процесс намагничения ферромагнетика делится на три стадии:

- 1) процесс смещения границ доменов (рис. 97б.);
- 2) процесс вращения вектора намагничения (рис.97в.);
- 3) парапроцесс.

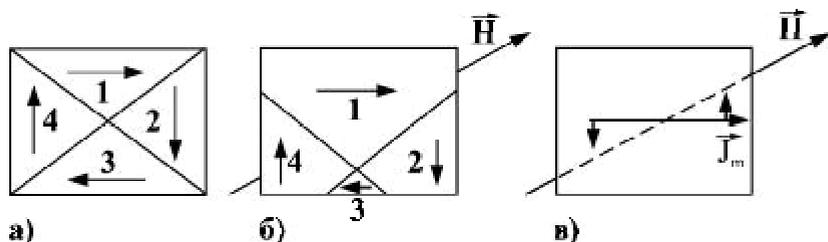


Рис.97.

То, что происходит в первые две стадии, ясно из рис.97. На первой стадии увеличивается объем домена 1 за счет смещения его границ, направление намагничения этого домена наиболее близко к направлению внешнего поля; на второй стадии происходит поворот вектора намагничения к направлению внешнего поля. Процесс смещения происходит не плавно, а скачкообразно, т.к. величина и направление домена не может изменяться непрерывно (эффект Баркгаузена). На второй стадии намагничение растет медленнее, чем на первой, т.к. оно происходит исключительно за счет поворота вектора намагничения. В конце этого процесса достигается техническое насыщение. Однако, дальнейшее увеличение напряженности внешнего магнитного поля все же приводит к малому увеличению намагничения. Это объясняется тем, что из-за теплового движения в состоянии насыщения не все магнитные моменты были ориентированы по полю. Этот этап намагничения называется парапроцессом.

Ферромагнитное состояние возникает, если спиновые магнитные моменты взаимодействующих электронов ориентируются параллельно друг другу (рис.98б.)

Если же эти моменты ориентируются антипараллельно, то вещество при абсолютном нуле температуры совершенно немагнитно из-за компенсации

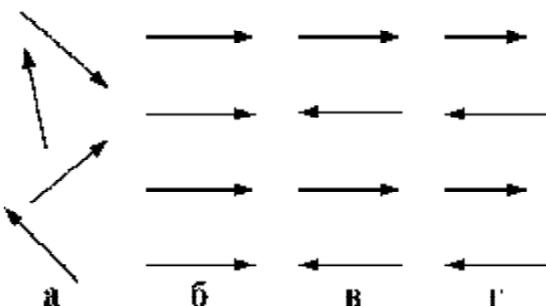


Рис.98.

магнитных полей в парных взаимодействиях. При нагревании такая ориентация спинов нарушается и некоторые пары приобретают параллельную ориентацию спинов, появляется намагничение вещества. Это происходит вплоть до некоторой температуры – температуры Нееля или антиферромагнитной температуры Кюри (рис.98в.). Выше этой температуры вещество проявляет обычные парамагнитные свойства. Рассмотренное состояние вещества называют состоянием антиферромагнетизма. Антиферромагнетики (например, MnO) так же, как и ферромагнетики, обладают доменной структурой и испытывают явление гистерезиса при перемагничении. Особый случай антиферромагнетиков представляют собой так называемые ферримагнетики или ферриты (рис.98г.). К ним относятся вещества, в соседних узлах решетки которых находятся разнородные по своим магнитным свойствам атомы. В результате обменного взаимодействия полной компенсации магнитных моментов не происходит. Это явление и называется ферримагнетизмом, а соответствующие вещества ферритами. К ним относятся: магнитный железняк $FeO \cdot Fe_2O_3$ или $MeO \cdot Fe_2O_3$, где вместо Me может быть один из следующих элементов: Mg, Ni, Co, Mn, Cu, Zn и т.д.

Ферриты нашли широкое применение в электро- и радиотехнике благодаря сочетанию очень хороших магнитных свойств широкого диапазона и большого электрического сопротивления. Из ферритов изготавливают, в частности, стержни магнитных антенн, сердечники высокочастотных трансформаторов и т.д. (см. Прил. 16).

§9. Поляризация диэлектриков

Большая группа веществ, которые являются плохими проводниками электрического тока, была названа Фарадеем диэлектриками. Рассмотрим поведение диэлектриков, когда они вносятся во внешнее электрическое поле. Совокупность процессов, происходящих в диэлектрике при помещении его во внешнее электрическое поле, получило название поляризации диэлектриков. Для объяснения происходящих при этом явлений необходимо исходить из сложного строения атомов (гл.1). Электроны совершают в атомах сложное движение вокруг ядер. Обладая отрицательным электрическим зарядом, они окружены как

электрическим, а благодаря спин-орбитальному движению и магнитными полями. Электрическое поле электронов атомов на расстояниях, во много раз превышающих размеры атомов, тождественно с полем некоторого заряда, которым можно заменить всю совокупность движущихся электронов. Так как атом нейтрален, то величина эквивалентного заряда должна быть равна суммарному заряду всех электронов атома. Местоположение эквивалентного заряда внутри атома должно быть таким, чтобы его поле было равноценным полю всех электронов. Это место является центром масс всей системы электронов атома. Если оно не совпадает с местом нахождения ядра атома, то, хотя система электрических зарядов будет нейтральной (заряд ядра = заряду электронов оболочки), она будет обладать электрическим моментом, подобно электрическому диполю из двух равных, но разноименных зарядов, расположенных на малом расстоянии друг от друга. Определим величину электрического момента равенством:

$$p = q\mathbf{l}, \quad (5.9.1)$$

где q – абсолютная величина одного из зарядов диполя, l – расстояние между зарядами. Электрический момент – вектор, он условно направлен от отрицательного заряда к положительному. Если в молекуле при образовании связей происходит смещение электронов в сторону одного атома, то такая молекула подобно рассмотренному выше атому будет эквивалентна некоторому диполю и будет обладать электрическим моментом. Такую молекулу называют полярной молекулой. Существуют атомы и молекулы с равным нулю электрическим моментом. В этом случае у атомов заряд, эквивалентный электронной оболочке, совпадает по своему местонахождению с положением ядра. В этом случае говорят о сферической симметрии электронной оболочки атома. У молекулы электрический момент будет равен нулю при симметричном распределении обменных электронов между взаимодействующими атомами. Молекулы с $p = 0$ называются неполярными молекулами. Рассмотрим поляризацию вещества, состоящего из неполярных молекул. Разноименные электрические заряды этих молекул в результате воздействия на них электрического поля, сместятся в противоположные направления: положительно заряженные ядра – по полю, электроны – против поля. Молекула (атом) приобретает индуцированный (его называют упругим) электрический момент, величина которого пропорциональна внешнему полю:

$$\mathbf{P}_{инд} = e_0 b \mathbf{E}, \quad (5.9.2)$$

где $e_0 = 8,8 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{м}$ - диэлектрическая постоянная, b - коэф-

фициент поляризуемости молекулы (атома).

Из формулы (5.9.2) видно, что направление $\mathbf{P}_{инд}$ совпадает с направлением внешнего поля \mathbf{E} . При выключении поля упругая поляризация исчезает.

В зависимости от доли участия в рассмотренном процессе различных частиц, упругая (индукционная) поляризация складывается из электронной, атомной и ионной частей (см. также гл.2,§3). Изучение явления поляризации позволяет глубже понять природу связей между структурными частицами кристаллической решетки.

Электронная поляризация осуществляется за счет смещения электронов относительно ядер. Она устанавливается за чрезвычайно малое время порядка $10^{-14} - 10^{-15}$ с после включения поля. Этот вид поляризации возникает во всех диэлектриках.

Атомная поляризация сопровождается смещением во внешнем поле электронов, участвующих в создании ковалентной связи. В результате этого происходит перераспределение зарядов в молекуле, один из атомов, принимая смещенные электроны, будет иметь отрицательный эффективный заряд, а другой – положительный. Возникший диполь испытывает дополнительную упругую поляризацию под действием внешнего электрического поля.

Если решетка состоит из положительно и отрицательно заряженных ионов, то в таком веществе наряду с электронной поляризацией возникает ионная поляризация, обусловленная расхождением ионов друг от друга под действием электрического поля. Ионная поляризация устанавливается за время $10^{-12} - 10^{-13}$ с. При повышении температуры связь ионов ослабевает, и поляризация увеличивается.

Действие внешнего электрического поля на полярную молекулу (или атом, имеющий отличный от нуля электрический момент) сводится в основном к ориентации электрического момента молекулы (атома) по направлению внешнего поля. Ориентационная поляризация зависит как от сорта дипольных молекул, величины их электрическо-

го момента, так и от температуры тела. При низких температурах и сильных полях происходит почти полная ориентация электрических моментов молекул (атомов) вдоль направления поля, поляризация достигает насыщения. Повышение температуры уменьшает степень ориентации диполей, поляризация уменьшается обратно первой степени температуры (в слабых электрических полях) – это так называемый закон Кюри.

В создании поляризованного состояния диэлектрика принимают участие и дефекты кристаллической решетки (гл.2, §12). Примесные атомы (ионы) могут испытывать как индукционную, так и ориентационную поляризацию. Некоторые иновалентные примеси могут образовывать с вакансиями решетки дипольные образования. Подобны диполям и комплексы из двух разноименных вакансий – диполоны. Все эти образования могут ориентироваться вдоль внешнего электрического поля. Этому процессу способствует одновременное нагревание диэлектриков. При повышении температуры возможна миграция (движение) заряженных дефектов под действием электрического поля. Это также вызовет поляризацию диэлектрика, так называемую тепловую поляризацию диэлектрика.

Учитывая различие диэлектриков и полупроводников с точки зрения зонной теории (гл.3, §4) можно понять, почему не происходит поляризации полупроводников во внешнем постоянном (стационарном) электрическом поле. Однако, полупроводники испытывают поляризацию в высокочастотном электрическом поле. В этом случае свободные носители зарядов (электроны и дырки) не успевают заэкранировать возникающие атомные, ионные или молекулярные диполи. В полупроводниках, находящихся во внешнем высокочастотном электрическом поле, возникают все случаи поляризации вещества: ориентационная, индукционная и тепловая поляризации. Поляризация всех веществ в высокочастотном электрическом поле сопровождается новым явлением по сравнению с поляризацией диэлектриков в постоянном электрическом поле: часть энергии внешнего поля поглощается телом и превращается во внутреннюю энергию релаксирующих (меняющих свою ориентацию из-за изменения направления внешнего поля) диполей. Особенно велико это поглощение энергии при совпадении частоты внешнего поля с частотой собственных колебаний диполей. В этом случае говорят о диэлектрических потерях в веществе, помещенном в высокочастотное внешнее электрическое поле.

Из предыдущего ясно, что вещество, состоящее из неполярных молекул, в отсутствии поля не может находиться в поляризованном состоянии. Иначе обстоит дело с веществом, молекулы которого имеют постоянный электрический момент. Только в случае, если суммарный электрический момент всех молекул равен нулю, вещество в обычном состоянии не поляризовано.

При поляризации диэлектрика возникает отличный от нуля электрический момент. Для описания такого состояния диэлектрика вводится величина, численно равная результирующему электрическому моменту единицы объема диэлектрика – вектор поляризации $\overset{\cdot}{P}$. По определению и с учетом формулы (5.9.1), вектор $\overset{\cdot}{P}$ можно представить

$$\text{так: } \overset{\cdot}{P} = \sum_{i=1}^N \overset{\cdot}{P}_i, \text{ где } i=1,2,3\dots N, N - \text{ число диполей в единице объема.}$$

Для большинства однородных диэлектриков между векторами $\overset{\cdot}{P}$ и $\overset{\cdot}{E}$ установлена простая связь

$$\overset{\cdot}{P} = \varkappa e_0 \overset{\cdot}{E}, \quad (5.9.3)$$

где \varkappa называется диэлектрической восприимчивостью и является безразмерным числом.

Из рисунка 99 видно, что при поляризации диэлектрика на его поверхностях, не параллельных внешнему полю, появляются так называемые связанные заряды: там, где линии напряженности электрического поля входят в диэлектрик, появляются отрицательные заряды, где выходят – положительные.

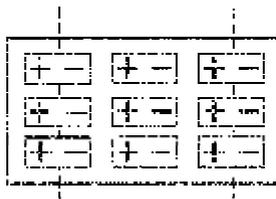


Рис.99.

Для описания электрического поля в присутствии вещества вводят вектор электрической индукции согласно равенству

$$\overset{\cdot}{D} = e_0 \overset{\cdot}{E} + \overset{\cdot}{P}. \quad (5.9.4)$$

С другой стороны экспериментально установлена пропорциональность величин $\overset{\cdot}{D}$ и $\overset{\cdot}{E}$:

$$\overset{\cdot}{D} = e e_0 \overset{\cdot}{E}. \quad (5.9.5)$$

Объединяя формулы (5.9.3), (5.9.4) и (5.9.5), получаем: $e = e_r = 1 + \kappa$.

Величину $e_r = 1 + \kappa$ называют относительной диэлектрической проницаемостью. Для всех веществ $\kappa > 1$, следовательно, $e_r > 1$ (табл. VIII).

Табл. 8

Вещество	ϵ_r	Вещество	ϵ_r
Воздух	1,00058	Слюда	4-8
Вода	80,1	Стекло	5-10
Керосин	2,1	Текстолит	7
Дерево	2,2	Титанат бария	1200
Фарфор	4,4-6,8	Эбонит	4,0-4,5

Это означает, что поляризуемость диэлектрика происходит всегда так, что вектор поляризации \vec{P} ориентируется вдоль внешнего поля \vec{E} (в однородных диэлектриках). Возникновение связанных зарядов на поверхности диэлектрика приводит к возникновению внутреннего поля в нем.

Из рис.100 видно, что внутреннее поле направлено против внешнего поля. Поэтому результирующее поле внутри диэлектрика ослаблено в e_r раз.

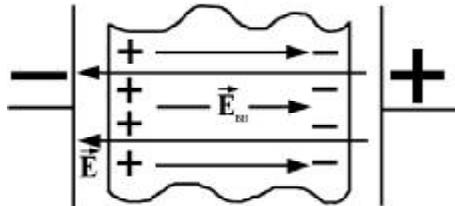


Рис.100.

§10. Поляризационные эффекты в диэлектриках

При поляризации некоторых диэлектриков обнаружено интересное явление – электрострикция: поляризованный диэлектрик деформируется. В некоторых диэлектриках возможен внешне обратный эффект, при котором деформированный диэлектрик поляризуется. Это явление называется пьезоэлектрическим эффектом. Последний обнаружен, например, в кварце, сегнетовой соли, метатитане бария и др. Пьезоэлектрический эффект нашел важное применение в регистрирующих устройствах, основной частью которых является пьезоэлемент –

это диэлектрический кристалл, зажатый между металлическими обкладками. При деформации кристалла на его поверхностях возникают связанные электрические заряды, в результате чего в соприкасающихся металлических пластинках изменяется электрический потенциал. Если металлические пластинки включить в электрическую цепь, то деформации кристалла можно зарегистрировать. На подобном принципе основана работа пьезоэлектрического микрофона.

Вещества, проявляющие пьезоэлектрические свойства, имеют сложную, анизотропную кристаллическую решетку, состоящую из нескольких более простых подрешеток. При деформации происходит сдвиг этих подрешеток относительно друг друга, что и сопровождается возникновением отличного от нуля электрического момента, диэлектрик поляризуется.

Обнаружено и обратное явление рассмотренному выше пьезоэлектрическому эффекту. Если на металлические обкладки, между которыми зажат пьезокристалл, подать переменное напряжение, кристалл начнет совершать вынужденные механические колебания, которые будут иметь максимальную амплитуду, если частота электрических колебаний совпадает с собственной частотой колебания кристалла. (Эта частота зависит от размеров кристалла, его упругих свойств, но имеет постоянное значение для данного образца кристалла). Разобранное явление нашло применение для возбуждения ультразвуковых колебаний и т.д.

Внешне обратный пьезоэлектрический эффект совпадает с явлением электрострикции. Но между ними есть различие как в количественной зависимости от внешнего поля, так и в качественно ином поведении кристаллов при изменении направления внешнего поля. Электрострикция не зависит от направления внешнего поля и возникает во всех диэлектриках. Пьезоэлектрический эффект присущ отдельным веществам и при изменении направления поля изменяется знак деформации.

Некоторые пьезокристаллы могут обладать постоянным электрическим моментом и в отсутствии внешних воздействий. Такие кристаллы называются пироэлектриками. Чтобы проявить свойство таких веществ, их нагревают. В результате на поверхности пироэлектрика появляются связанные заряды. Объясняется пироэлектричество строением пироэлектриков: они состоят из микроскопических областей (доменов), спонтанно поляризованных в результате сильного взаимодействия электрических моментов структурных частиц решетки. При на-

гревании возникают условия для переориентации доменов вдоль определенного направления. Произвести поляризацию пироэлектрика по другому кристаллографическому направлению нельзя, в этом особенность строения пироэлектрика. Не следует смешивать пироэлектрики с электретами – см. ниже, §11. Пироэлектрическое состояние является энергетически устойчивым.

Наблюдается и обратный пироэлектрический эффект – изменение температуры пироэлектрика при внесении его в электрическое поле. К пироэлектрикам относятся турмалин, сегнетова соль и др. Нужно иметь в виду, что ряд кристаллов обладают целым набором электрических свойств, и в определенных условиях преимущественным является одно из них. Пироэлектрический эффект используется, например, для обнаружения инфракрасного излучения. С его помощью можно обнаружить изменение температуры кристалла на величину $\sim 10^{-6}^{\circ}\text{C}$.

Высокой поляризуемостью обладает и другая группа диэлектриков – сегнетоэлектрики, также имеющая доменное строение. В отличие от пироэлектриков, направление поляризации сегнетоэлектриков можно изменять во внешнем электрическом поле. Изменение направления поляризации по замкнутому циклу обнаруживает явление диэлектрического гистерезиса: отставание состояния поляризации от изменения величины внешнего электрического поля. Из-за подобия в поведении с ферромагнетиками сегнетоэлектрики иногда называют ферроэлектриками. При нагревании свойства сегнетоэлектричества исчезают при определенной для каждого вещества температуре – температуре Кюри (у сегнетоэлектрика метатитаната бария температура Кюри равна 125°C). Сегнетоэлектрики обладают огромной диэлектрической постоянной (у сегнетовой соли $\epsilon_r = 140$, у титаната бария $\epsilon_r = 1200$ при $T \approx 300\text{K}$), которая изменяется при изменении температуры и величины внешнего электрического поля. Сегнетоэлектрики нашли широкое применение в конденсаторостроении. Большой вклад в изучение этих веществ внесли советские физики И.Курчатов, П.Кобеко, Б.Вул и др.

§11. Электреты

Целый ряд искусственно изготовленных и естественных диэлектриков (пчелиный воск, парафин, эбонит, слюда, сера, хлористое серебро и др.) обладают способностью длительное время сохранять наэлектризованное состояние. Такие вещества получили название электретов. Чтобы проявить указанное свойство, электретный диэлектрик подвергают тепловому, световому или радиационному воздействию в очень сильном электрическом поле. После удаления внешнего воздействия и выключения внешнего поля электреты остаются поляризованными в течение нескольких дней, месяцев и даже лет. Их особое состояние является энергетически невыгодным (в отличие от состояния сегнетоэлектриков) и с течением времени исчезает.

В последние годы электреты нашли широкое применение в устройствах, где необходимо создать постоянное электрическое поле. В электретных микрофонах и телефонах, вибродатчиках, благодаря колебанию в электрическом поле электрета металлических частей, возникают переменные электрические потенциалы, что вызывает соответствующий импульс тока в электрической цепи. Уменьшая свое поляризованное состояние под действием света или ядерного излучения, электреты способны служить индикаторами этих действий. Свойство электретов менять свою поляризацию под действием света используется в электрофотографии.

Объясним возникновение электретного состояния. При внешнем воздействии на электрет увеличивается внутренняя энергия структурных частиц тела. Тепловой нагрев улучшает условия для переориентации дипольных (связанных) зарядов диэлектрика, заряженные примеси получают возможность перемещаться под действием внешнего электрического поля. Кроме того, электрет осуществляет захват зарядов извне. Все это приводит к тому, что электрет оказывается заряженным и, притом, неоднородно. Возможен случай, когда заряды, адсорбированные извне при содействии внешнего поля и связанных поверхностных поляризационных зарядов, по величине окажутся преобладающими и электрет будет неоднородно заряженным зарядом одного знака. При охлаждении электрета неоднородность распределения зарядов окажется замороженной, и вещество некоторое время (дни или годы) будет проявлять электретные свойства.

Воспользуемся зонной схемой диэлектрика и объясним возник-

новение электретного состояния под действием света и сильного внешнего электрического поля (рис.101).

В результате поглощения кванта света электрон из валентной зоны переходит в зону проводимости, а оттуда на один из дополнительных уровней примеси в запретной зоне. Причем под действием электрического поля электрон, находясь в зоне проводимости, про-

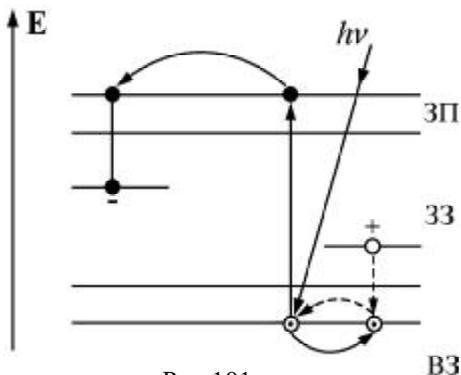


Рис.101.

диффундирует по направлению против поля. Одновременно произойдет перемещение дырки в противоположном направлении и переход на ее уровень электрона примеси, создавшей локальное состояние в запретной зоне. На противоположных сторонах диэлектрика возникнут нескомпенсированные разноименные электрические заряды. Диэлектрик окажется в поляризованном состоянии и благодаря тому, что примесные уровни в запретной зоне являются локальными, это состояние может сохраниться долго. Диэлектрик придет в электретное состояние. Однако, как в результате нагрева, так и в результате освещения электретное состояние может быть разрушено.

§12. Сопоставление поляризационных и магнитных свойств твердых тел

Приводимая ниже таблица IX позволяет обнаружить удивительное сходство поляризационных и магнитных свойств твердых тел. Это, а также симметрия уравнений Максвелла для вакуума, позволило Дираку высказать пока еще экспериментально не подтвержденную идею о существовании, наряду с элементарным электрическим зарядом, элементарного магнитного заряда – монополя Дирака.

Поляризационные свойства

Магнитные свойства

твердых тел

Сходство

1. Диэлектрик с неполярными молекулами (атомами)
Поляризация во внешнем поле. Снятие поляризации при выключении поля.

2. Диэлектрик с полярными молекулами.
Возможность поляризации до насыщения.

3. Ферроэлектрики.
Доменное строение.
Наблюдается явление диэлектрического гистерезиса.
Исчезновение специфического состояния при нагревании выше температуры Кюри.
Существуют антиферроэлектрики.
Зависимость поляризации от кристаллографических осей (пироэлектрики).
Электрострикция и обратный пьезоэффект.
Пьезоэлектрический эффект.
Пироэлектрики.
Сегнетоэлектрики.

Электреты

1. Диамагнетики
Намагничение во внешнем поле. Снятие намагничения при выключении поля.

2. Парамагнетики.
Возможность намагничения до насыщения.

3. Ферромагнетики.
Доменное строение.
Наблюдается явление магнитного гистерезиса.
Исчезновение специфического состояния при нагревании выше температуры Кюри.
Существуют антиферромагнетики.
Зависимость намагничения от кристаллографических осей.

Магнитоэлектричество.

Магнитоупругий эффект.
Антиферромагнетики (при температуре ниже температуры Кюри) и ферриты. Постоянные магниты.

Различия.

1. Есть электрические заряды.
2. Диэлектрическая поляризуемость всегда положительная величина.
3. Поляризация устраняется в результате исчезновения связанных зарядов.

1. Нет магнитных зарядов.
2. Магнитная восприимчивость может быть и больше и меньше нуля.
3. Намагничение устраняется, но магнитный момент может оказаться равным нулю только в среднем.

Но данные современной науки говорят, что обнаруженное сходство является чисто внешним, так как в основе сопоставляемых процессов лежат разные, хотя и имеющие между собой связь, физические явления.