

нением намагниченности и темп-ры Кюри при изменении состава сплава, аномальной температурной зависимостью намагниченности насыщения и др.

Малые значения КТР И. с. обуславливают их широкое применение в технике и промышленности: в микро-волновой технике, приборостроении, часовой промышленности, измерит. технике, вакуумной технике, автоматике, лазерной технике, кораблестроении и т. д. В то же время ферромагн. И. с. не могут быть использованы в качестве материалов для деталей, намагниченность к-рых может вредно сказаться на их работе (напр., держателей головок в видеоманитофонах, теневых масок в телевиз. приёмниках).

В 1972 были открыты т. н. немагнитные И. с. — антиферромагн. сплавы Cr с небольшими добавками Fe и др. элементов. Установлено также, что ив-варными свойствами обладают нек-рые редкоземельные ферро- и ферримагнитные сплавы (напр., ферримагн. сплав $\text{Gd}_x\text{Y}_{1-x}\text{Co}_2$ в фазе Лавеса).

Малые значения КТР И. с. обусловлены тем, что обычное («дебаевское») тепловое расширение компенсируется у этих сплавов сокращением размеров, связанным с большей спонтанной магнитоупорядоченной.

Отличие И. с. от обычных магнитоупорядоченных сплавов, у к-рых аномалии теплового расширения проявляются в узкой области около точки Кюри (Неселя), заключается в том, что в И. с. эти аномалии наблюдаются во всём температурном интервале существования магн. упорядоченной.

Аномальные физ. свойства И. с., возможно, связаны с сосуществованием в этих сплавах ферромагнитно и антиферромагнитно упорядоченных спиновых подсистем. Темп-ры магнитных фазовых переходов каждой из этих подсистем в парамагн. фазу различны. Из-за обменного взаимодействия между ферро- и антиферромагн. подсистемами в И. с. в температурном интервале между их точками переходов в парамагн. фазу происходит следующее. Магн. подсистема, имеющая более низкую темп-ру фазового перехода, не становится при переходе полностью разупорядоченной. Эта спиновая подсистема остаётся в нек-ром промежуточном состоянии между магнитоупорядоченным и полностью разупорядоченным состояниями, аналогичном состоянию однофазной магнитоупорядоченной системы вблизи темп-ры Кюри. С др. стороны, это же обменное взаимодействие приводит к тому, что др. спиновая подсистема, имеющая более высокую темп-ру фазового перехода, тоже находится в нек-ром частично разупорядоченном состоянии.

Сочетание этих факторов приводит к появлению в широком температурном интервале аномальной физ. свойств, аналогичных аномалиям, наблюдаемым в однофазовых магнитоупорядоченных системах только вблизи темп-ры Кюри или Неселя.

Лит.: Роде В. Е., Роль обменного взаимодействия между ферро- и антиферромагнитными компонентами железоникелевых ив-варных сплавов, «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1980, т. 44, с. 1386; Захаров А. И., Физика прецизионных сплавов с особыми тепловыми свойствами, М., 1986. В. Е. Роде.

ИНВЕРСИОННЫЙ СЛОЙ — слой у границы полупроводника, в к-ром знак осн. носителей заряда противоположен знаку осн. носителей в объёме полупроводника. Образуется у свободной поверхности полупроводника или у его контакта с диэлектриком, металлом или др. полупроводником (см. Гетеропереход). Образование И. с. обусловлено воздействием на поверхность нормального к ней электрического поля, к-рое, согласно волновой теории, приводит к изгибу зон вблизи поверхности (см. Поля эффект). Если, напр., в полупроводнике p -типа искривление таково, что уровень Ферми \mathcal{E}_F становится ближе к дну зоны проводимости \mathcal{E}_C , чем к потолку валентной зоны \mathcal{E}_V , то вблизи поверхности образуется И. с., в к-ром концентрация электронов больше концентрации дырок (рис. 1, а).

И. с. всегда изолирован от осн. объёма полупроводника заборным слоем. И. с. у границы раздела полупроводник — диэлектрик (вакуум) изолирован с обеих сто-

рон и аналогичен тонкой полупроводниковой плёнке, в к-рой в качестве осн. носителей выступают неосн. носители в объёме. В случае гетеропереходов И. с. изолирован заборными слоями с обеих сторон — один из них в «своём», а другой — в «чужом» полупроводнике. С помощью внеш. электрич. поля можно управлять

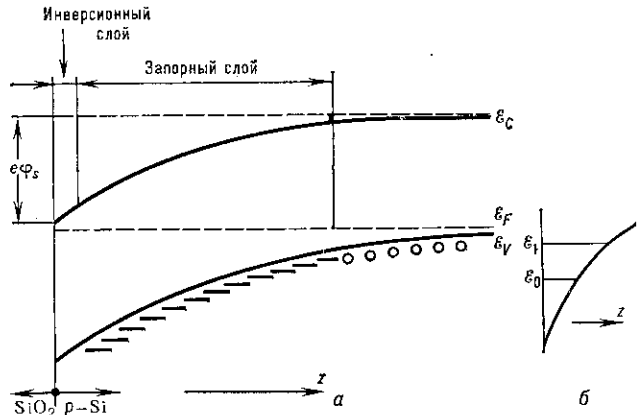


Рис. 1. а — Зонная диаграмма полупроводника p -типа (p -Si) вблизи границы с диэлектриком (SiO_2); инверсионный слой толщиной d имеет проводимость n -типа; \mathcal{E}_C — дно зоны проводимости, \mathcal{E}_V — вершина валентной зоны, \mathcal{E}_F — поверхностный потенциал электрич. поля, \mathcal{E}_F — уровень Ферми; б — Потенциальная яма для электрона при $\varphi_s > 0$; \mathcal{E}_0 , \mathcal{E}_1 — уровни энергии электрона.

концентрацией носителей в И. с. на единицу площади поверхности и его эфф. толщиной d . Источники этого поля — заряды, внедрённые в диэлектрич. слой, нанесённый на полупроводник или заряд спец. полевого электрода, изолированного от полупроводника тонким диэлектрич. слоем (см. МДП-структура; рис. 2).

Приближённое условие образования И. с. для рис. 1, а имеет вид:

$$|E_s| \geq \frac{\sqrt{E_g k T}}{e l_D},$$

где E_s — напряжённость электрич. поля на поверхности, E_g — ширина запрещённой зоны, l_D — дебаевский радиус экранирования в объёме полупроводника,

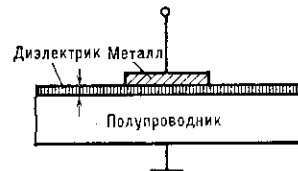


Рис. 2. МДП-структура.

T — темп-ра, e — заряд электрона. Типичные толщины И. с. с вырожденным газом носителей $d \sim 40 - 100 \text{ \AA}$ (толщины заборного слоя $10^3 - 10^4 \text{ \AA}$).

В случае гетероперехода часть носителей из объёма одного полупроводника проникает через барьер в другой, уравнивая \mathcal{E}_F в объёме обоих. В результате переноса заряда создаётся внутр. электрич. поле, приводящее к изгибу зон и образованию потенциальной ямы.

Электрическое квантование. Ограниченность И. с. в направлении нормали к поверхности приводит к квантованию энергии движения носителей:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_i + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}, \quad (*)$$

где $i=0, 1, \dots$ — целые числа, k — волновой вектор в плоскости И. с., m^* — эффективная масса носителей заряда (для простоты изотропная в плоскости И. с.). Из (*) видно, что каждое \mathcal{E}_i является дном i -й электрич. подзоны.