

ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ ИЗ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ**А. Б. Ваганов****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	257
2. Основные процессы, влияющие на поляризацию фотоэлектронов	259
а) Переход на возбужденный уровень (259). б) Миграция к поверхности (259). в) Преодоление поверхностного барьера (260). г) Прохождение через внешние поля (260).	
3. Методика эксперимента	260
4. Поляризованные фотоэлектроны из ферромагнетиков группы железа	264
а) Поликристаллический никель (264). б) Поликристаллическое железо (269). в) Поликристаллический кобальт (270). г) Обсуждение результатов экспериментов с поликристаллическими образцами ферромагнетиков группы железа (270). д) Поляризация электронов из ферромагнетиков группы железа, измеренная другими методами (275). е) Структурно разупорядоченные пленки ферромагнетиков группы железа (276).	
5. Поляризация фотоэлектронов из редкоземельных ферромагнетиков	277
6. Поляризованные фотоэлектроны из халькогенидов и пниктидов	278
а) Проявление зонной структуры (278). б) Поляризация фотоэлектронов из зоны проводимости (280). в) Влияние примесей (281). г) Разупорядоченные образцы халькогенидов и пниктидов (282). д) «Парамагнитный» слой на поверхности (286).	
7. Импульсный источник поляризованных фотоэлектронов из EuO	287
8. Заключение	288
Цитированная литература	290

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние годы все шире и все с большим успехом для исследования электронной структуры ферромагнетиков используется изучение распределения фотоэлектронов по энергии и углу вылета ¹⁻⁶. Представляется весьма перспективным в таких опытах измерять преимущественную ориентацию спинов фотоэлектронов, т. е. измерять их поляризацию. При условии правильного учета процессов, происходящих при вылете фотоэлектронов из вещества, такие эксперименты могут дать важную информацию о состоянии магнитных электронов. Кроме того, такие эксперименты могут привести к созданию эффективного источника поляризованных электронов, что существенно для ряда задач атомной и ядерной физики.

Впервые на возможность существования поляризации у фотоэлектронов из ферромагнетиков указали Фус и Хеллманн в 1930 г. ⁷. Описание

поляризации ансамбля электронов подробно обсуждалось в обзорах ^{8, 9}. В данной работе рассмотрено современное состояние эксперимента по измерению поляризации фотоэлектронов из ферромагнетиков, результаты опытов для разных типов магнетиков и перспективы дальнейшего использования этого метода. Некоторые из этих вопросов кратко рассмотрены в работе ¹⁰. Приведен также пример источника поляризованных электронов, полученных с помощью фотоэффекта из окиси европия.

Идея получения поляризованных электронов при фотоэффекте из ферромагнетиков показана на рис. 1 на примере гипотетического ферромагнитного *d*-металла ¹¹. Предполагается, что подзоны *d*-электронов с противоположными спинами сдвинуты относительно друг друга обменным взаимодействием. В *s*-зоне плотность электронов и их поляризация, по-видимому, малы и поэтому слабо влияют на результаты опыта. Если энергия фотонов больше $h\nu_D$, то поляризация фотоэлектронов должна быть близка к отношению числа магнетонов на атом к общему числу *3d*- и *4s*-электронов на атом (для Fe: $2,2/8 = 28\%$, для Ni: $0,6/10 = 6\%$, для Co: $1,7/9 = 19\%$). При этом поляризация будет отрицательной, так как вектор поляризации **P** и вектор намагниченности **M** для намагниченного ансамбля электронов направлены навстречу друг другу из-за антипараллельности спина электрона его магнитному моменту. В большинстве опубликованных работ знак поляризации оговаривается в тексте, а на рисунках обычно знак поляризации совпадает со знаком магнитного момента электронов. В данной работе мы будем придерживаться таких же обозначений.

В зависимости от конкретного распределения плотности состояний и используемой частоты света величина и знак поляризации могут существенно меняться и заметным образом отличаться от средней по зоне. Так, если уровень Ферми расположен в точке *A*, фотоны с энергией $h\nu_A$ создадут фотоэлектроны с большой положительной поляризацией. Если уровень Ферми расположен в точке *B*, то при энергии фотонов $h\nu_B$ получим практически неполяризованные фотоэлектроны. Если же уровень Ферми расположен в точке *C*, то фотоэлектроны будут отрицательно поляризованы.

Картина явления может быть изменена рассеянием фотоэлектронов при их движении к поверхности. Глубина выхода фотоэлектронов составляет величину от единиц до нескольких десятков ангстрем в зависимости от вещества и длины волн падающего света ¹²⁻¹⁴, а время вылета близко к 10^{-13} сек ¹⁵. Заранее сложно учесть роль процессов столкновения для деполяризации фотоэлектронов. Окончательно ее можно выявить, лишь сравнивая результаты опытов с имеющимися теориями.

Чрезвычайно усложняет эксперимент и его интерпретацию сама малая глубина выхода фотоэлектронов. Возможное существование поверхностных уровней даже в идеальном кристалле так же замывает описанную схему эксперимента, как и наличие на поверхности окислов, адсорбированных слоев, отличие состава на поверхности от среднего по образцу и т. д. Все это предъявляет жесткие требования к качеству образцов и условиям проведения эксперимента.

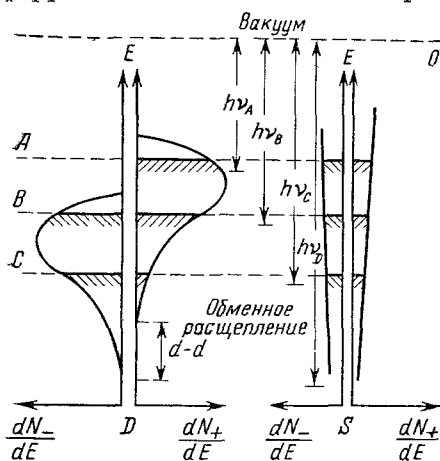


Рис. 1. Получение поляризованных электронов при фотоэффекте из ферромагнетиков

2. ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ

Следуя работе ¹⁶, кратко рассмотрим основные процессы, влияющие на величину поляризации фотоэлектронов из ферромагнетиков. Это: 1) переход на возбужденный уровень, 2) миграция к поверхности, 3) преодоление поверхностного потенциального барьера, 4) прохождение через внешние поля.

а) Переход на возбужденный уровень

Пусть $N(E)$ обозначает плотность занятых состояний с энергией E , а $D(E')$ — плотность свободных состояний с энергией E' , причем $E' = E = h\nu$, где $h\nu$ — энергия фотона. Вероятность появления возбужденного электрона равна $\alpha N(E) D(E')$, где α — матричный элемент перехода. В ферромагнетике не только $N_{\downarrow}(E) \neq N_{\uparrow}(E)$, но и $D_{\downarrow}(E') \neq D_{\uparrow}(E')$. Если α не зависит от направления спина, то легко видеть, что поляризация возбужденных электронов

$$P = \frac{P_e + P_0}{1 + P_e P_0},$$

где

$$P_e = \frac{D_{\uparrow} - D_{\downarrow}}{D_{\uparrow} + D_{\downarrow}},$$

$$P_0 = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}},$$

т.е. поляризации начальных и конечных состояний входят равноправным образом. Если $P_0 = 1$, то и $P = 1$, независимо от P_e .

б) Миграция к поверхности

На пути к поверхности возбужденный электрон может столкнуться с другими квазичастицами. Если сечения рассеяния зависят от спина, то интенсивность и поляризация фототока будут зависеть от этих столкновений. Известно, что наиболее существенным из этих столкновений является электрон-электронное столкновение. Тем не менее, по крайней мере в ряде случаев, распределение фотоэлектронов по энергии позволяет достаточно подробно воссоздать картину плотности электронных состояний в веществе (см., например, рис. 2). Поэтому в этих случаях можно надеяться, что хотя зависимость электрон-электронных столкновений от спина неизвестна, она окажет незначительное влияние на поляризацию фотоэлектронов. Существенным является вопрос о

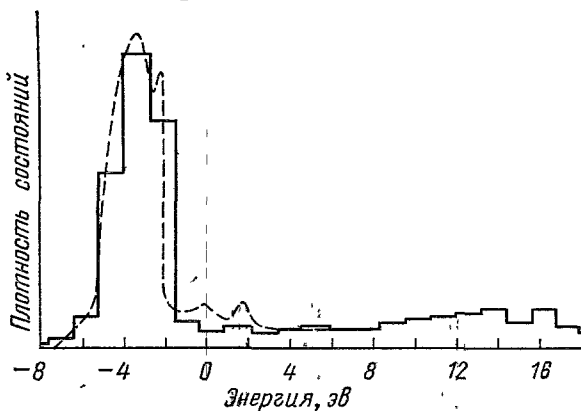


Рис. 2. Плотность электронных состояний в Cu (по ⁵⁷). Штриховой линией указаны экспериментальные данные по фотоэффекту, сплошной — расчет. Отсчет энергии ведется от энергии Ферми.

Существенным является вопрос о

возможных специфических спин-обменных столкновениях. Но их возможную роль и теорию такого рассеяния следует учитывать уже по результатам наблюдения поляризации фототока.

в) Преодоление поверхностного барьера

Из-за обменного взаимодействия, которое имеет противоположные знаки для электронов с противоположными направлениями спинов, преодоление поверхностного барьера, вообще говоря, должно зависеть от направления спина эмитируемого электрона. В случае автоэмиссии, по оценкам, этот эффект может сильно исказить значение поляризации, возникающей из-за поляризации первоначальной плотности состояний¹⁷. При фотоэмиссии вероятность выхода гораздо больше, чем при автоэмиссии, поэтому направление спина должно оказывать меньшее влияние на прохождение барьера на поверхности. К тому же подобный эффект будет быстро уменьшаться с ростом кинетической энергии электронов.

г) Прохождение через внешние поля

Влияние макроскопических полей на поляризацию пучка электронов подробно рассмотрено в работах^{8,9}. Экспериментально его можно обнаружить по поведению поляризации при изменении этих полей.

3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Первая попытка измерить поляризацию фотоэлектронов из ферромагнетиков сделана в работах^{19,20}. В качестве образцов использовались пленки железа, кобальта и никеля. С точностью до 5% поляризация фотоэлектронов в этих экспериментах отсутствовала.

В следующей попытке измерить поляризацию фотоэлектронов использовался монокристалл никеля высокой чистоты^{21,22}. Фототок эмитировался с грани (110), намагничивание проводилось по оси [111]. Источником освещения служила ртутная лампа. Для очистки поверхности образца он прогревался до красного каления (800 °C). Вакуум в установке во время экспериментов составлял $2 \cdot 10^{-8}$ тор. При чувствительности измерений в 2% поляризация обнаружена не была.

Эксперименты по обнаружению поляризации фотоэлектронов из ферромагнетиков проводились также в работах^{23, 24}. Результаты первых опытов, проведенных с массивными образцами пермендюра, никеля и феррита $\text{Co}_{0,02}\text{Ni}_{0,52}\text{Zn}_{0,26}\text{Cr}_{0,2}\text{Fe}_2\text{O}_4$ в вакууме $\sim 10^{-6}$ тор и освещением водородной лампой, показали, что в этих условиях поляризация фотоэлектронов $\leq 0,2\%$. В последующих опытах в качестве образцов использовались эпитаксиальные пленки железа, напыленные в отдельной установке на монокристаллическую медную подложку. Время нахождения образцов в атмосфере при переносе в камеру измерения поляризации составляло около 30 мин. Образцы намагничивались параллельно поверхности, и измерения проводились на остаточном намагничивании. Вакуум при измерении составлял $\sim 10^{-6}$ тор. Измеренное значение поляризации равно $-2,42 \pm 0,51\%$. В опытах, проводившихся на поликристаллических образцах, поляризация отсутствовала, даже при их изготовлении непосредственно в камере для измерения поляризации. Очевидно, что решающим условием для успешного наблюдения поляризации фотоэлектронов является высокое качество структуры поверхностного слоя в измеряемых образцах.

Первым, и до сих пор единственным, удачным измерением поляризации фотоэлектронов из ферромагнетиков явились работы группы Була в Швейцарии, проведенные в вакууме 10^{-10} тор. Поляризация фотоэлектронов из железа при этом достигает 50%²⁵. Методику этих экспериментов мы и опишем.

Установка для измерения поляризации фотоэлектронов из ферромагнетиков должна включать в себя следующие составные части: образец, систему его освещения, анализатор поляризации и систему откачки.

На рис. 3 показано устройство фотокатода для получения фотоэлектронов¹⁶. Магнит расположен в нижней части дьюара

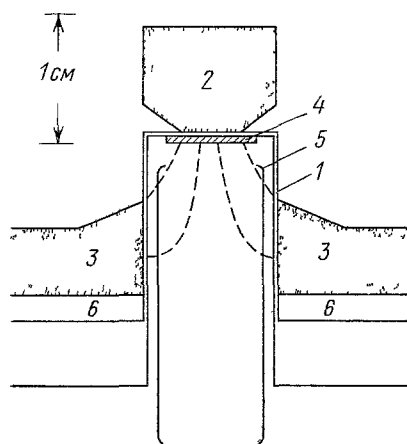


Рис. 3. Фотокатод для получения пучка поляризованных электронов.

1 — вакуумная изоляция, 2, 3 — полюсы электромагнита, 4 — образец, 5 — электрод, 6 — жидкий гелий.

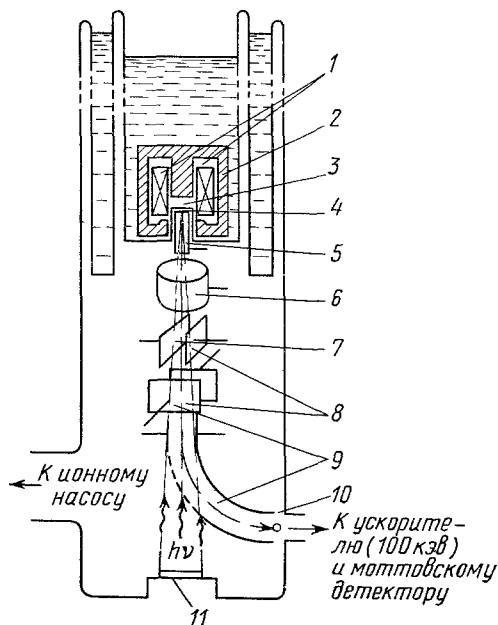


Рис. 4. Источник электронов и электронно-оптическая система.

1 — сверхпроводящий соленоид, 2 — магнит, 3 — измеритель магнитного поля, 4 — образец, 5 — первый электрод (1100 в), 6 — второй электрод (3700 в), 7 — положение испарителя при изготовлении образца, 8 — отклоняющая система, 9 — пучок фотоэлектронов, 10 — цилиндрический конденсатор, 11 — окно.

с жидким гелием. Дьюар сделан из нержавеющей стали. Образец напыляется непосредственно в установке или представляет собой скол монокристалла, полученный также непосредственно в установке для измерения поляризации. Световое пятно на образце имеет диаметр 1—2 мм.

На рис. 4 показан фотокатод вместе с электронно-оптической системой²⁶. При такой геометрии из-за большого размагничивающего фактора необходимы большие поля для намагничивания образца. Но зато электрическое и магнитное поля вблизи образца перпендикулярны к его поверхности. При этом электроны движутся вдоль этих полей, что полезно для их фокусировки и, вероятно, снижает влияние электронов с микроскопических неоднородностей поверхности образца²⁷.

Установка может быть снабжена устройством для напыления нескольких образцов²⁵, приспособлением для покрытия образцов цезием^{28, 29}, устройством для скалывания монокристаллов в вакууме³⁰, измерителем толщины пленочных образцов^{14, 31}, устройством для напыления образцов с помощью электронного пучка³².

В качестве анализатора поляризации электронов используется так называемый моттовский детектор. Его действие основано на том, что

при кулоновском рассеянии на атоме электронов, спин которых перпендикулярен к плоскости рассеяния, возникает асимметрия рассеяния в азимутальном направлении³³. Используемая система координат показана на рис. 5. Измеряемой величиной при этом является асимметрия:

$$A_P = |P_X| |S| = \frac{J(\theta) - J(-\theta)}{J(\theta) + J(-\theta)};$$

здесь P_X — поляризация падающего пучка, $|S|$ — величина поляризации пучка, возникающей после однократного рассеяния первоначально неполяризованного пучка, $J(\pm\theta)$ — интенсивность в направлении угла $\pm\theta$.

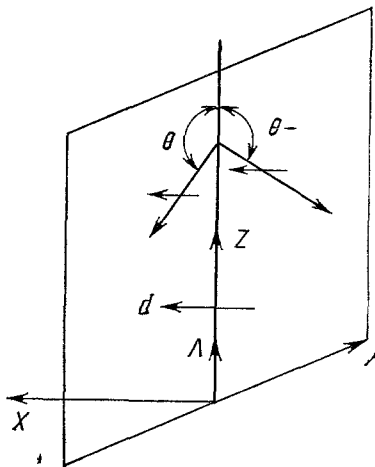


Рис. 5. Система координат при моттовском рассеянии.

В выбранной системе координат знак A_P совпадает со знаком P_X . Подробные расчеты S при рассеянии электрона на одиночном атоме выполнены в работах³⁴⁻³⁶. Ряд авторов провел точные измерения величины S для разных углов рассеяния и энергий электронов³⁷⁻³⁹. В мишени конечной толщины кратные и многократные рассеяния приводят к деполяризации падающего пучка^{38, 40, 41}. Это определяет максимальную толщину используемых мишеней.

Моттовский детектор регистрирует лишь поперечную, т. е. перпендикулярную к направлению скорости поляризацию пучка. Поэтому в случае намагничивания образца перпендикулярно к поверхности приходится преобразовывать продольную поляризацию пучка в поперечную с помо-

щью цилиндрического конденсатора²⁸. Кроме того, с помощью этого конденсатора пучок электронов отклоняют от направления освещения и отсеивают фотоэлектроны с первых электродов электронно-оптической системы. Следует отметить, однако, что применение цилиндрического конденсатора усложняет установку и увеличивает ее размеры. Использование его можно избежать, намагничивая образец вдоль поверхности; при этом фотоэлектроны сразу поперечно поляризованы. Установка в целом получается более простой²⁴. В такой геометрии, вероятно, легче избежать экспериментальных трудностей при измерении поляризации фотоэлектронов с разной энергией¹⁰. Выбор направления намагничивания образца должен производиться с учетом всех этих соображений.

Функция S имеет максимум при 120 кэв и при угле рассеяния 120°³⁸. В моттовском детекторе группы Буша (рис. 6) электроны ускорялись до энергии 100 кэв. Сколламированный диафрагмами пучок рассеивался на золотой мишени, представляющей собой пленку сусального золота без подложки, толщиной 167 мкг/см². Угол рассеяния составляет 120° ± 5°. Вычисление поляризации проводилось следующим образом. При определенном направлении H интенсивность J_1 и J_2 электронов, рассеянных в счетчики 1 и 2, можно записать как

$$J_1^{\pm} = a_1^{\pm} (1 + PS), \quad J_2^{\pm} = a_2^{\pm} (1 - PS).$$

S считалось равным $0,31 \pm 0,01$ ²⁶. Это несколько меньше экспериментального значения ($0,36 \pm 0,01$), найденного для этих значений энергии и угла рассеяния в работе³⁸.

Чтобы вычислить асимметрию моттовского рассеяния

$$A_P = PS$$

по измеренной асимметрии $A = (J_1 - J_2)/(J_1 + J_2)$, надо знать инструментальную асимметрию

$$A_0 = \frac{a_1^+ - a_2^+}{a_1^+ + a_2^+}.$$

Получаем

$$A = \frac{A_0 + A_P}{1 + A_0 A_P}.$$

Отметим, что A_0 зависит не только от чувствительности и положения счетчиков, но также от положения пучка на мишени и распределения интенсивности по сечению пучка.

При смене знака поля H имеем

$$J_1^- = a_1^- (1 - PS),$$

$$J_2^- = a_2^- (1 + PS).$$

Если считать, что $a_1^+ = a_1^-$ и $a_2^+ = a_2^-$, то, обозначив $Q^\pm = J_1^\pm/J_2^\pm$, получим

$$A_P = \frac{1 - \sqrt{Q^+ Q^-}}{1 + \sqrt{Q^+ Q^-}}$$

и

$$A_0 = \frac{1 - \sqrt{Q^+ Q^-}}{1 + \sqrt{Q^+ Q^-}}.$$

Таким образом, измерение поляризации $P = A_P S^{-1}$ сводится к измерению Q^+ и Q^- . Значение A_0 позволяет контролировать надежность работы установки.

Предположение, что $a_{1,2}^+ = a_{1,2}^-$, основано на том, что фокальное расстояние магнитной линзы (см. рис. 3) не зависит от направления поля. Положение пучка на мишени менялось при изменении знака H , но регулировка напряжения на электродах отклоняющей системы позволяла по максимуму интенсивности на счетчике 1 вернуть пучок на прежнее место. Неизменность инструментальной асимметрии при смене знака H проверялась на толстых мишенях, для которых $S \approx 0$ из-за многократных рассеяний. В работе ²³ использовался способ измерений поляризации с заменой золотых мишеней на медные или алюминиевые, что позволяет учесть возможное существование инструментальной асимметрии и изменение положения пучка при смене знака магнитного поля.

Вакуум $\sim 10^{-9}$ тор достаточен для неизменности величины поляризации в течение нескольких дней по крайней мере ²⁷. Откачка производилась ионными насосами. Кроме того, поверхность дьюара сверхпроводящего магнита, несомненно, служила небольшим крионасосом. В

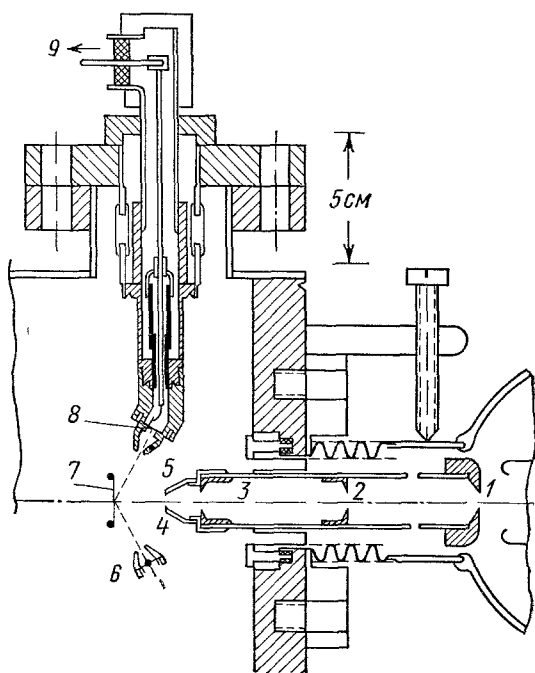


Рис. 6. Моттовский детектор.

1—4 — диафрагмы падающего пучка, 5, 6 — диафрагмы рассеянных пучков, 7 — мишень, 8 — твердотельный детектор, 9 — к предусилителю.

работах ^{42, 43} принимались специальные меры, чтобы поверхность образца не являлась самой холодной частью установки. Утверждается, что повышение давления до 10^{-7} тор оказывается губительным для наблюдения поляризации фотоэлектронов из поликристаллических пленок никеля ²⁷.

4. ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ФОТОЭЛЕКТРОНЫ ИЗ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА

Поляризация фотоэлектронов, эмитированных из ферромагнетиков, является впечатляющей иллюстрацией того, что ферромагнетизм обязан своим происхождением спонтанной спиновой поляризации электронов. Особый интерес представляет измерение поляризации фотоэлектронов из ферромагнетиков группы железа вследствие их особой практической важности и стремления в связи с этим к детальному пониманию механизма ферромагнетизма в них.

а) Поликристаллический никель

Измерения поляризации фотоэлектронов из поликристаллического никеля проведены в работах ^{14, 25, 27, 29}.

Вообще говоря, первое сообщение о поляризации фотоэлектронов из никеля появилось в работе ¹⁶. Ее величина составляла от 2 до 4 %.

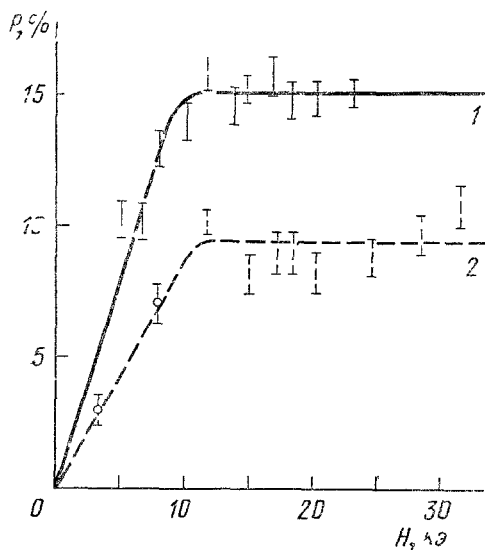


Рис. 7. Поляризация фотоэлектронов из пленок никеля.

Кривые 1 и 2 отличаются температурой подложки при приготовлении пленки: 383 °К (1) и 4,2 °К (2). Преимущественное направление магнитного момента электронов параллельно намагниченности образца. Измерения проведены при температуре жидкого гелия и освещении ртутно-ксероновой лампой высокого давления.

В последующих работах поляризация фотоэлектронов из никеля составляла уже 15 %. Авторы считают, что в работе ¹⁶ использовался недостаточно чистый материал, или он недостаточно хорошо обезгаживался при изготовлении пленки. Вакуумные условия в этих работах одинаковые. Таким образом, еще раз видно, что качество образца самым существенным образом сказывается на величине поляризации. Поэтому для надежности результатов необходим контроль структуры используемых пленок, который пока отсутствует в работах по поляризации фотоэлектронов из ферромагнетиков. Привлекательно использовать в подобных экспериментах монокристаллы, но при этом возникает крайне сложный вопрос об очистке поверхности образца.

Структурная чувствительность поляризации фотоэлектронов видна и из того, что пленки, осажденные на подложку при 4,2° и при 383 °К, т. е. структурно

разупорядоченные и упорядоченные, отличались по поляризации почти вдвое (рис. 7). Для поликристаллических пленок величина поляризации не зависела от температуры измерения в пределах от 4° до 300 °К.

Успешное измерение поляризации фотоэлектронов из никеля позволило сразу ответить на несколько ранее неясных вопросов. Во-первых,

насыщение поляризации с ростом магнитного поля указывает на отсутствие на поверхности подобных образцов «мертвых» слоев, существование которых на электролитически осажденных пленках никеля обнаружено в работе ⁴⁴. Два таких слоя ($\sim 4 \text{ \AA}$) на поверхности никеля при длине электрон-электронного рассеяния $\sim 10 \text{ \AA}$ дали бы около 30 % фототока. Это в свою очередь привело бы к монотонному возрастанию поляризации с ростом магнитного поля на образце. Отсутствие такого эффекта позволяет надеяться на достаточно высокое качество образцов.

Независимость поляризации фотоэлектронов от температуры измерения доказывает возможность пренебречь неупругим электрон-магнитным рассеянием. Теоретически этот вопрос рассмотрен в работах ⁴⁵, ⁴⁶. Соображения были таковы: при 0°K возможно лишь создание магнонов, т. е. возможны лишь такие перевороты спинов фотоэлектронов при их движении к поверхности, которые уменьшают намагниченность. По мере повышения температуры становятся возможными перевороты спина в обоих направлениях. Если бы этот механизм определял величину поляризации, то для никеля в диапазоне от 4° до 300°K поляризация фотоэлектронов уменьшилась бы как фактор Дебая — Валлера.

Образование ультрафиолета фильтром позволило измерить поляризацию в диапазоне около $0,4 \text{ эв}$ вблизи уровня Ферми. Оказалось, что в пределах $\pm 2\%$ она совпадает с поляризацией, измеренной при освещении полным спектром лампы. Более подробно зависимость поляризации от частоты света исследована в работе ²⁹. В ней для понижения работы выхода никеля поверхность образцов покрывалась цезием. Степень покрытия Θ изменялась от 0 до 1 (что соответствует одному монослою цезия), а работа выхода снижалась при этом от $4,4 \pm 0,1$ до $2,2 \pm 0,1 \text{ эв}$. Атомы цезия на поверхности образца могут влиять на величину поляризации по ряду причин. Вполне возможно, например, что существует заметная фотоэмиссия электронов из атомов цезия, находящихся на поверхности никеля. При энергии фотонов вблизи работы выхода квантовый выход из ферромагнитных переходных металлов стремится к нулю, а фотоэмиссия из цезия при этом сохраняется. Поэтому наибольшее искажение цезирования может создать при измерениях вблизи порога фотоэффекта. Повысить роль фотоэффекта из цезия могут упругие и неупругие столкновения электронов из никеля с атомами покрытия. При малых энергиях электронов на величину поляризации существенное влияние может оказать спин-обменное взаимодействие между фотоэлектронами и атомами цезия. Полное сечение спин-обменного взаимодействия свободных электронов с атомами цезия при кинетической энергии менее $0,5 \text{ эв}$ составляет $\geq 10^{-14} \text{ см}^2$ ⁴⁷.

Увеличение Θ может уменьшить плотность электронов проводимости в первом атомном слое подложки. При этом должно сместиться положение d -зоны в поверхностных слоях, что может сказаться на намагниченности этих слоев, а значит, и на поляризации фотоэлектронов. Существуют противоречивые мнения по поводу того, увеличится она при этом или уменьшится ²⁹.

По-видимому, возможен также такой грубый эффект, как образование сплава никеля и цезия в поверхностных слоях ⁴⁸. Роль всех этих эффектов можно выявить, измеряя поляризацию образцов с разной степенью покрытия, в разных полях и на разных материалах. Вообще говоря, цезирование может вызвать изменение поляризации фотоэлектронов чисто по аппаратурной причине — известный «эффект пятен» на фотокатоде ⁴⁹. Это привело бы к перераспределению интенсивности по сечению пучка, а значит, и к изменению инструментальной асимметрии. Но в используемой установке эти эффекты можно было контролировать и поддерживать в разумных пределах.

На рис. 8 представлена зависимость поляризации фотоэлектронов из пленок никеля от приложенного магнитного поля. Кривая 1 получена при использовании для освещения полного спектра Hg — Xe-лампы. Измерения 2, 3 проведены с монохроматическим освещением; $h\nu = 3,92$ эв (2) и $3,35$ эв (3). Все кривые на рис. 8 имеют одинаковый вид и достигают насыщения при $H \sim 6-7$ кэ, как и ожидалось для никеля при намагничивании перпендикулярно к поверхности. На рис. 9 показана зависимость поляризации от энергии фотонов. Измерения проводились в поле $8,4$ кэ. С ростом степени покрытия Θ поляризация фото-

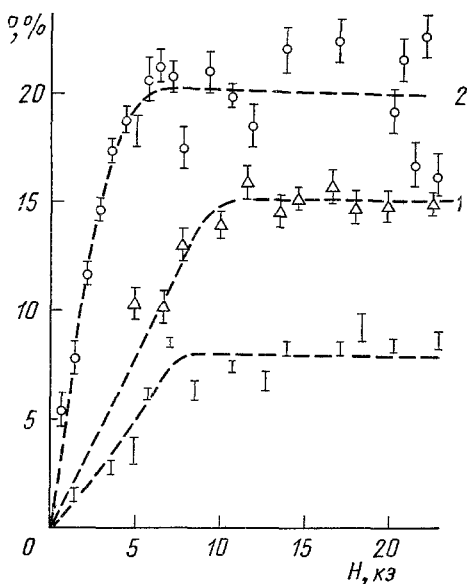


Рис. 8. Поляризация фотоэлектронов. 1 — чистая пленка никеля, $\Theta = 4,9 \pm 0,1$ эв; 2, 3 — цезированные пленки, Θ (эв) = $3,4 \pm 0,1$ (2), $2,4 \pm 0,1$ (3). Температура измерения $4,2^\circ\text{K}$.

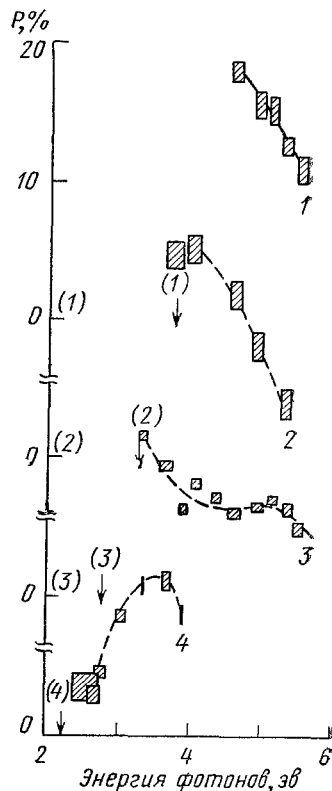


Рис. 9. Зависимость поляризации фотоэлектронов из пленки никеля от энергии фотонов. Работа выхода ($\pm 0,1$ эв): $3,8$ (1), $3,2$ (2), $2,8$ (3) и $2,2$ (4).

электронов из никеля падает вблизи границы фотоэффекта, а максимум ее лежит в районе $0,6-0,8$ эв ниже порога фотоэффекта. Из рис. 9 видно, что поляризация достигает значения, равного среднему по всей зоне проводимости (6%) при превышении энергии фотонов над порогом всего на $2-2,5$ эв. Это значение существенно меньше, чем рассчитанная ширина d -зоны в никеле (~ 5 эв)⁵⁰⁻⁵². Фотоэмиссионные измерения дают для ширины зоны значение $\sim 3,3$ эв³, а рентгеновская спектроскопия $\sim 2,7$ эв⁵³. Позднее мы вернемся к этому вопросу. Отметим, что поляризация фотоэлектронов из никеля отрицательна при всех используемых энергиях фотонов.

Измерения поляризации фотоэлектронов из поликристаллического никеля позволили прояснить еще один существенный для понимания фотоэффекта вопрос, а именно — вопрос о глубине выхода фотоэлектронов при фотоэмиссии из переходных ферромагнетиков^{14, 31}. Глубина возникновения фотовозбужденных электронов определяется глубиной проникновения света $1/\alpha$, где α — коэффициент абсорбции на соответствующей частоте, и средним свободным пробегом электронного неупругого рассеяния l .

Обычно в металлах $\alpha l \ll 1$, и глубина выхода фотоэлектронов ограничена величиной l . В прежних экспериментах исследовалось спадание фототока на просвет с ростом толщины пленки, либо фототок из пленки и подложки различались по интенсивности при данной энергии фотоэлектронов⁵⁴⁻⁵⁶ (см. также^{12, 13}). Принцип проведения экспериментов^{14, 31} заключается в том, что по мере роста пленки на подложке поляризация фотоэлектронов будет приближаться к поляризации, соответствующей материалу пленки. Считается, что рассеяние на пути к поверхности металла не зависит от k . Вероятность вылета фотоэлектрона, возбужденного на расстоянии x от поверхности и движущегося под углом θ к нормали к поверхности, пропорциональна $\exp[-x/l(E) \cos \theta]$, если процессы фотовозбуждения и вылета изотропны⁵⁷. В описываемых экспериментах электроны возбуждаются фотонами с энергией, близкой к работе выхода, поэтому $\cos \theta \sim 1$.

Поляризация P общего фототока I складывается из поляризаций P_1 фототока из подложки и P_2 фототока из пленки следующим образом:

$$P \cdot I(E) = P_1 I_1(E) e^{-h/l(E)} + P_2 I_2(E) (1 - e^{-h/l(E)}),$$

причем $e\varphi < E < h\nu$ и

$$I(E) = I_1(E) e^{-h/l(E)} + I_2(E) (1 - e^{-h/l(E)});$$

здесь h — толщина пленки.

В принципе, измеряя P как функцию h , можно определить как $I_1(E)/I_2(E)$, так и $l(E)$; $I_1(E)/I_2(E)$ можно получить также, измеряя фототок на толстых образцах и приняв во внимание работу выхода, глубину проникновения света и отражение на границе медь — никель. Отражение света в диапазоне от 5,1 до 5,7 эв на границе медь — никель меньше 2%, а величина $1/\alpha \sim 100 \text{ \AA}$ ⁵⁸, что оказывается существенно больше, чем величина l . Описываемые измерения показали, что $I_1/I_2 = 1,0$ с разбросом от образца к образцу в пределах 15%.

Медь в качестве подложки была выбрана из следующих соображений. Ее электронная структура весьма близка к структуре никеля, за исключением того, что плотность состояний вблизи E_F меньше, чем у никеля. В предположении независимости неупругого электрон-электронного столкновения от квазимпульса величина $l(E)$ должна быть меньше в металлах с большей плотностью состояний вблизи E_F ⁵⁹. Этот вывод можно проверить, сравнивая $l(E)$ для меди и для никеля. Немаловажно также, что никель образует на меди сплошную пленку, начиная с нескольких монослоев^{60, 61}. Это позволяет надеяться, что полученные результаты не искажены островковой структурой образцов.

Пленки готовились при температуре подложки 100 °С, или отжигались при 100 °С. Давление при этом поднималось от $2 \cdot 10^{-10}$ до $2 \cdot 10^{-8}$ тор. Напыление велось со скоростью $2 \text{ \AA/сек}$, средняя толщина пленки измерялась кварцевыми радиовесами с чувствительностью $25 \text{ \mu g/\AA}$. Ошибка в измерении толщины ($0,5\text{--}1,0 \text{ \AA}$) определялась в основном сдвигом частоты от температуры. Работа выхода вычислялась по кривым Фаулера.

Результаты измерений для никеля показаны на рис. 10. Параметры l и h_0 в формуле $P = P_{Ni} (1 - e^{-(h-h_0)/l})$ (сплошная линия на рис. 10) были выбраны по методу наименьших квадратов с учетом разброса как P , так и h . Значение поляризации фотоэлектронов из никеля $P_{Ni} = 15,15 \pm 0,3\%$ взято из работы²⁷. Для электронов с энергией $5,4 \pm 0,3 \text{ эв}$ выше уровня Ферми $l = 10,8^{+2,5}_{-1,7} \text{ \AA}$. Возможное существование «мертвых» слоев привело бы к сдвигу кривой вправо, так как очевидно, что поляризация возникает лишь тогда, когда никель ферромагнитен. По данным измерений $h_0 = 1,2 \pm 1 \text{ \AA}$. Поскольку толщина монослоя никеля около $2,2 \text{ \AA}$,

то на основании полученных данных трудно что-либо сказать определенное о существовании хотя бы одного «мертвого» слоя. Вероятно, второй монослой уже ферромагнитен, и ферромагнетизм определенно существует при толщине никеля более двух слоев. Измерения проводились при температуре 80 °К. При той же температуре в пленках никеля, полученных электролитическим путем, ферромагнетизм был зарегистрирован только при толщинах более двух монослоев⁴⁴. В напыленных пленках никеля ферромагнетизм при комнатной температуре появляется лишь при толщинах более 7 Å.⁶⁰

Существенно, что фототок из одного «мертвого» магнитного (т. е. парамагнитного) слоя составляет лишь 18% от общего фототока (при $l \approx 10,8$ Å), что не может изменить знака поляризации. Это означает, что возможность существования такого слоя не определяет знака поляризации в массивных образцах.

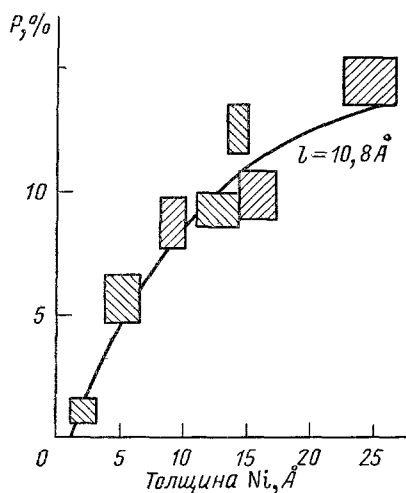


Рис. 10 Поляризация фотоэлектронов из Ni в зависимости от толщины образца.

Каждая экспериментальная точка представлена прямоугольником, вертикальный размер которого соответствует статистической ошибке, а горизонтальный — неопределенности в измерении толщины пленки. Прямоугольники с одинаковой штриховкой изображают пленки, последовательно напыляемые на одну и ту же медную подложку.

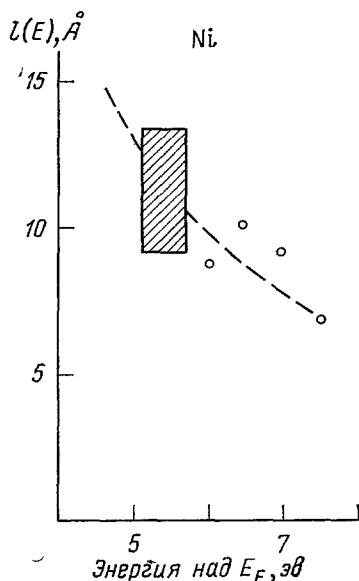


Рис. 11. Длина свободного пробега фотоэлектронов в Ni.

Прямоугольник — данные о поляризации фотоэлектронов, кружки — результаты работы⁵⁴. Штриховая кривая — расчет $l(E)$ в модели свободных электронов, нормированный по измерениям поляризации.

На рис. 11 длина свободного пробега, полученная из измерений поляризации фототока, сравнивается с той же величиной, полученной в работе⁵⁴. Из согласия этих данных можно заключить, что поляризация электронов в никеле сохраняется при их продвижении к поверхности. Однако остается возможность существования деполяризационного механизма, не зависящего от толщины, например, спин-обменное рассеяние на парамагнитном слое на поверхности. Такое рассеяние может уменьшить величину поляризации, но не изменить ее знак.

В работе⁶² высказано предположение, что длина свободного пробега зависит от спина электрона и что это может объяснить наблюдаемый знак поляризации в толстых образцах. Однако неизменность знака поляризации даже в очень тонких пленках опровергает это предположение.

Пробег фотоэлектронов в меди определялся по изменению поляризации при напылении медной пленки на никель. Из формулы $P = P_{\text{Ni}} e^{-(h-h_0)/l}$ получено, что $l = 10,0^{+2,6}_{-1,7}$ Å для электронов с энергией $5,2 \pm 0,5$ эв над энергией Ферми, $h_0 = 3,3 \pm 1$ Å. Такое значение h_0 подразумевает, что первый слой меди обладает магнитными свойствами из-за проникновения в него электронов никеля.

То, что пробег в меди оказался таким же, как и пробег в никеле, несколько неожиданно, так как эксперименты с Ag и Au, которые схожи с медью по электронной структуре, дали значение $l = 40$ Å для энергии 5,5 эв над энергией Ферми ⁵⁵.

б) Поликристаллическое железо

Поляризация фотоэлектронов из железа впервые была измерена в работе ²⁵. Работа выхода железных поликристаллических пленок, использованных в этой работе, при измерениях составляла 4,7 эв. На рис. 12 показана зависимость поляризации фотоэлектронов из железа от приложенного магнитного поля.

Покрывание поверхности образца цезием позволяет измерить поляризацию фотоэлектронов из железа в спектральном интервале 3 эв, пользуясь обычными источниками освещения ²⁹. Как

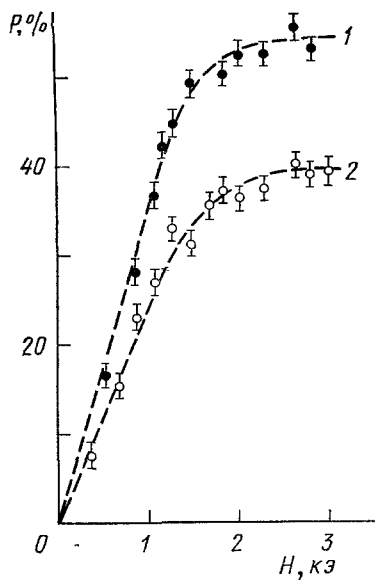


Рис. 12. Поляризация фотоэлектронов из пленок Fe при 4,2 °К.

Температура подложки при напылении: 1 — 400 °К, 2 — 4,2 °К. Освещение ртутно-ксероновой лампой высокого давления. Преимущественное направление магнитного момента электронов параллельно намагниченности образца.

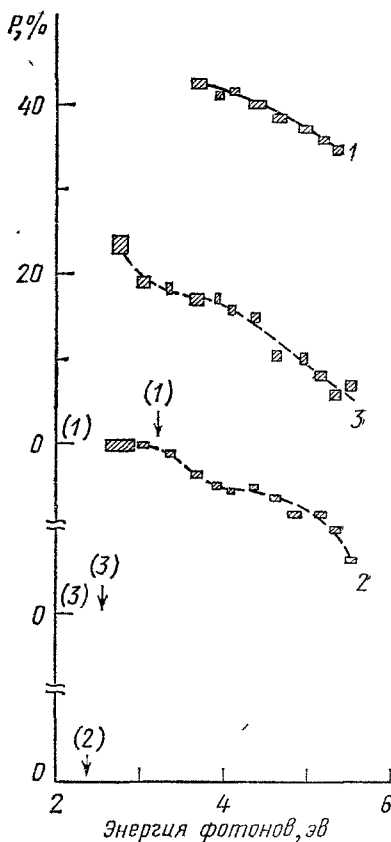


Рис. 13. Поляризация фотоэлектронов из пленок железа, покрытых Cs.

и в случае образцов никеля, с цезиевым покрытием поляризация достигала четко выраженного насыщения в полях, близких к индукции насыщения железа.

На рис. 13 показана зависимость поляризации фотоэлектронов из железа для пленок с работой выхода $3,2 \pm 0,1$ эв (1) и $2,35 \pm 0,1$ эв (2) в магнитном поле 13,7 кэ. Кривая 3 соответствует измерению образца 2 после четырехдневного его пребывания в вакууме 10^{-9} тор; при этом работа выхода возросла до $2,55 \pm 0,1$ эв. Во всех этих случаях поляризация монотонно уменьшалась с ростом энергии фотонов, причем покрытие цезием не сильно сказывалось на ее величине вблизи порога фотоэффекта. При изменении работы выхода с 3,2 до 2,35 эв поляризация уменьшилась с 42% до 40% для одной и той же энергетической глубины вырывания фотоэлектронов 0,4 эв.

в) Поликристаллический кобальт

Поляризация фотоэлектронов из кобальта измерялась в работах ^{25, 28, 29}. Зависимость поляризации фотоэлектронов из кобальта от величины магнитного поля показана на рис. 14; работа выхода этих образцов равна $4,9 \pm 0,1$ эв. Покрытие кобальтовых пленок цезием позволяет менять работу выхода от 3,4 до 2,5 эв. Результаты этих измерений для четырех пленок с разными работами выхода показаны на рис. 15.

г) Обсуждение результатов экспериментов с поликристаллическими образцами ферромагнетиков группы железа

Для сравнения данных по поляризации фотоэлектронов из переходных ферромагнетиков на рис. 16 приведена зависимость P для Fe, Co и Ni, изображенная для одной и той же работы выхода $\varphi_F = 3,2-3,3$ эв. При современном состоянии изучения поляризации имеет смысл сравнивать лишь общую тенденцию зависимости поляризации фотоэлектронов от энергии фотонов в разных материалах.

Расчет распределения фотоэлектронов по энергии и их поляризации требует детального знания плотности состояний и вычисления матричных элементов переходов электронов под действием фотонов соответствующей энергии. На рис. 17 приведены современные данные о плотности состояний в никеле, полученные теоретически ⁵⁰, с помощью фотоэффекта ³ и рентгеновской спектроскопией ⁶³.

Наиболее существенным вопросом, ответ на который следует искать в описанных опытах, является вопрос о том, насколько хорошо существующая зонная теория предсказывает поляризацию фотоэлектронов. Ответ в значительной мере затруднен тем, что до сих пор не ясно, какие переходы преобладают при фотоэффекте — прямые или не прямые (см., например, ⁵). С этой точки зрения особый интерес представляет проверка с помощью фотоэффекта утверждения зонной теории о зависимости обменного расщепления подзон от температуры вблизи точки Кюри (см., например, ⁶⁴). При $T < T_c$ величина этого расщепления для никеля составляет по разным оценкам от 0,35 до 0,50 эв ^{65, 66}. При температуре выше точки Кюри по зонной теории это расщепление должно исчезнуть. Несомненно, это отразится на плотности состояний электронов, а значит, и на распределении фотоэлектронов по энергии. Проверка этого утверждения проведена в работах ^{5, 67, 68}. В наиболее тщательном из упомянутых экспериментов ⁵ расчеты кривых энергетического распределения (КЭР) фотоэлектронов были проведены в обеих моделях фотоэффекта. Для расчета КЭР использована теоретическая плотность состояний в никеле, парамагнитном и ферромагнитном ⁵¹. При расчете предполагалось постоянство матричных элементов для разных энергий фотонов, учитывалось конечное разрешение

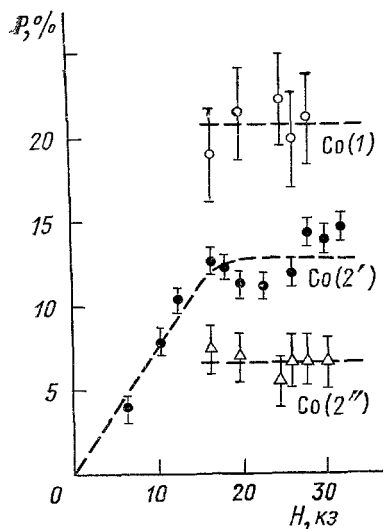


Рис. 14. Поляризация фотоэлектронов из пленок Co.
Условия те же, что и на рис. 12.

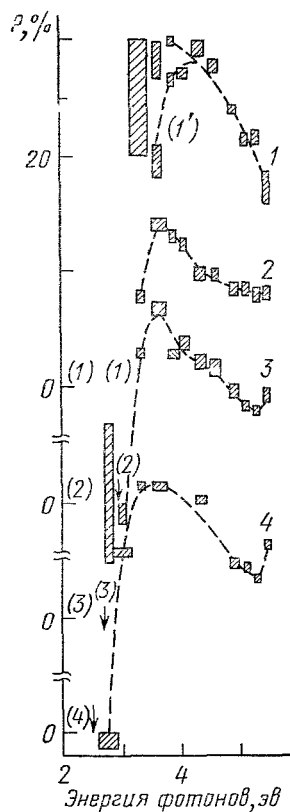


Рис. 15. Поляризация фотоэлектронов из пленок кобальта, покрытых Cs. Работа выхода (ϕ): 3,3 (1), 2,55 (2), 2,7 (3) и 2,5 (4). Кривая 1' — соответствует измерению через 6,5 часов после приготовления пленки.

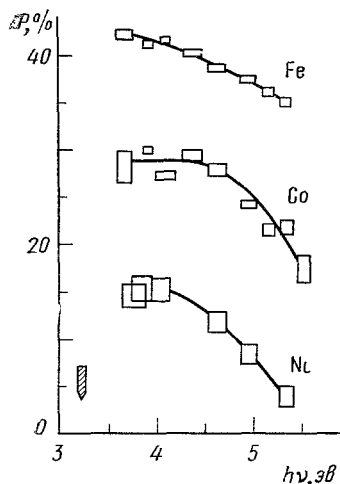


Рис. 16. Зависимость от энергии фотонов поляризации фотоэлектронов из пленок Ni, Fe и Co, покрытых цезием (работа выхода $3,25 \pm 0,1$ эВ).

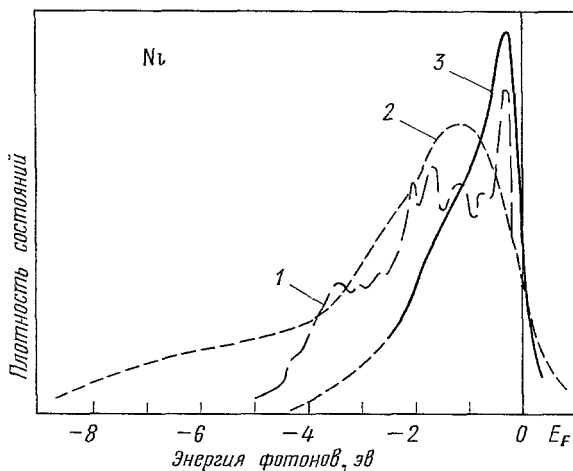


Рис. 17. Плотность электронных состояний в Ni. 1 — расчет ⁵⁰ (обменное расщепление 0,41 эВ), 2 — данные по фотоэффекту в ультрафиолете ² ($h\nu = 40,8$ эВ), 3 — данные по рентгеновскому фотоэффекту ⁵³ ($h\nu = 1,25$ кэВ).

используемого анализатора, спектральная ширина излучения и электрон-электронные столкновения. При сравнении с экспериментом основное внимание было обращено на фотоэлектроны вблизи энергии Ферми. По модели прямых переходов смещение этого пика при повышении температуры выше точки Кюри должно составлять 0,25 эв при энергии фотонов 7,7—10,7 эв. В случае непрямых переходов это смещение оценено в 0,18 эв. Оказалось, что экспериментально смещение отсутствует с точностью, лучшей, чем 0,05 эв (рис. 18). Все это показывает, что понимание фотоэффекта из ферромагнитных металлов еще далеко от желаемого.

Приведем как иллюстрацию современного положения с расчетом поляризации фотоэлектронов из ферромагнетиков результаты работы ⁶⁹. В ней поляризация рассчитана для никеля в модели прямых переходов и в предположении независимости матричного элемента перехода от

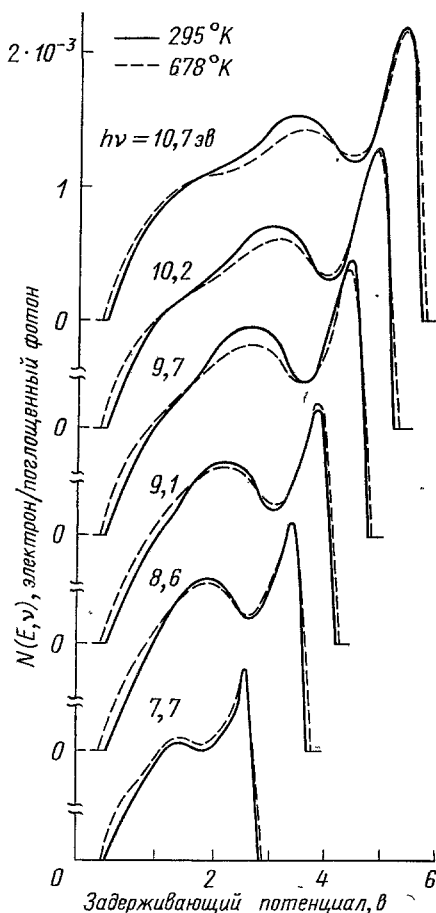


Рис. 18. Распределение фотоэлектронов из пленки Ni по энергии при температурах выше (678 °K) и ниже (295 °K) точки Кюри.

частоты света. При расчете использовалась зонная структура никеля, вычисленная в работе ⁵¹. При прямых переходах фотоэмиссия определяется «объединенной» плотностью состояний, определяемой как

$$D(E, h\nu) = (2\pi)^{-3} \sum_{f, i \text{ з. б.}} \int d^3k \times \\ \times \delta(E_f - E_i - h\nu) \delta(E_i - E);$$

здесь E_f и E_i — энергии электрона в конечном f и начальном i -состояниях, $h\nu$ — энергия фотона.

Поляризация фотоэлектронов оценивалась величиной:

$$P(h\nu) = \frac{J_{\uparrow} - J_{\downarrow}}{J_{\uparrow} + J_{\downarrow}},$$

где

$$J_{\uparrow, \downarrow} = \int_{E_l}^{E_H} T(E) D_{\uparrow, \downarrow}(E, h\nu) dE;$$

здесь $T(E)$ обозначает функцию выхода ⁵⁷.

На рис. 19 приведен пример расчета для условий, близких к условиям эксперимента. Видно, что при $h\nu$ в пределах 0,1 эв вблизи порога поляризация испытывает резкие изменения; которые чувствительны к выбору $e\phi$, E_F и деталям зонной структуры. При больших $h\nu$ расчет дает нужный знак поляризации, но экспериментальные значения существенно меньше рассчитанного. Видно также, что ширину зоны можно определять из поляризационных измерений, лишь про-

ведя их при достаточно больших значениях $h\nu$, так как, вообще говоря, поляризация может принимать значение, равное среднему по зоне, при нескольких значениях $h\nu$.

В той же работе рассчитаны результаты экспериментов, в которых измеряется поляризация фотоэлектронов, дискриминированных по энер-

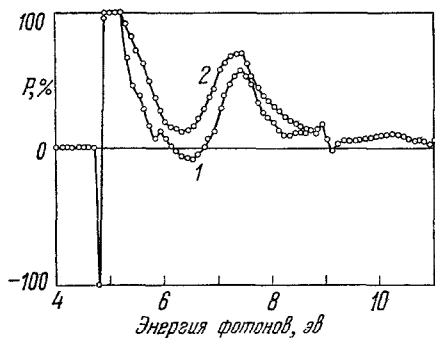


Рис. 19. Поляризация фотоэлектронов из никеля в модели прямых переходов.

$e\varphi = 4,7$ эв; $E_{II} = E_F$, $E_I = E_F + e\varphi - h\nu$; 1 — $T(E) = \text{const}$, 2 — $T(E)$ — полуклассическая функция выхода⁵⁷.

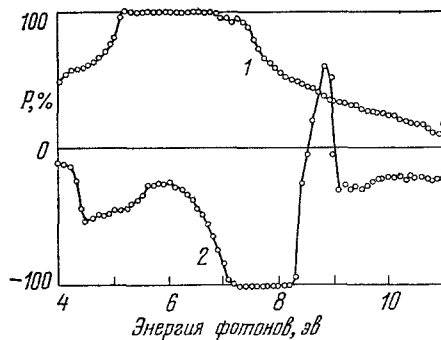


Рис. 20. Поляризация фотоэлектронов из никеля в модели прямых переходов при дискриминации электронов по энергии.

1 — $E_{II} = E_F$, $E_I = E_F - 0,5$ эв; 2 — $E_{II} = E_F - 1,5$ эв, $E_I = E_F - 2,0$ эв.

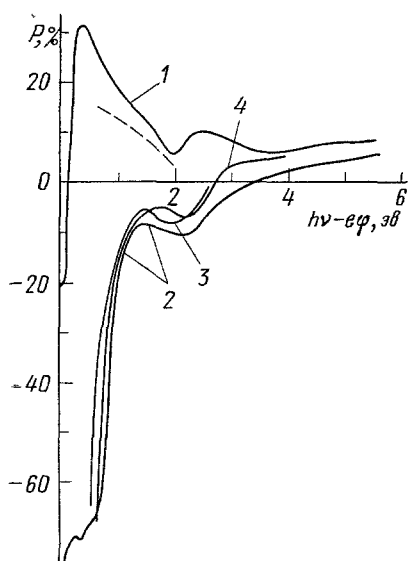


Рис. 21. Поляризация фотоэлектронов из никеля в модели не прямых переходов.

Расчет по данным: работы⁵¹ (1),⁵² (2),⁷⁰ (3) и⁷⁷ (4). Штриховой линией указаны данные эксперимента²⁹.

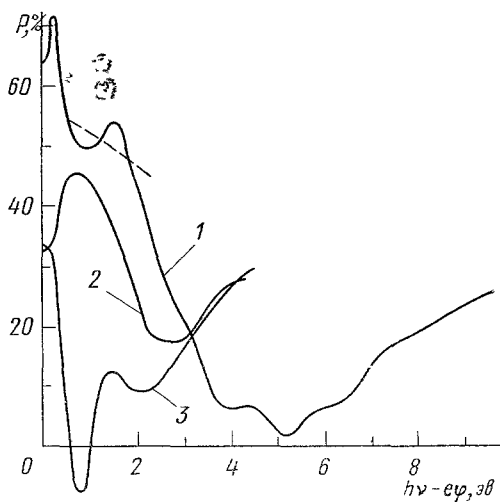


Рис. 22. Поляризация фотоэлектронов из железа в модели не прямых переходов.

Расчет по данным: работы⁷² (1),⁷³ (2) и⁷⁴ (3). Штриховой линией указаны данные эксперимента²⁹.

гии (рис. 20). Смысл этих расчетов в том, что если верны предположения зонной структуры и модели прямых переходов, то поляризация будет испытывать в таких опытах отчетливые изменения с изменением E_F и $h\nu$.

Оценим теперь поляризацию фотоэлектронов из никеля в предположении непрямых переходов, т. е. представив фототок в виде

$$J_{\uparrow, \downarrow} \sim \int_{h\nu}^{E_F - e\varphi} n_{\uparrow, \downarrow} dE,$$

где $n_{\uparrow, \downarrow}$ — плотность электронов с противоположными направлениями спинов, $e\varphi$ — работа выхода. Результаты показаны на рис. 21. Подобные оценки для железа приведены на рис. 23.

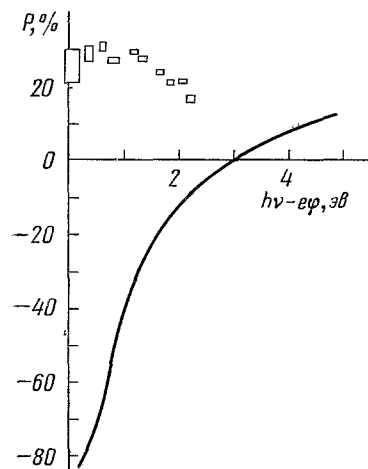


Рис. 23. Поляризация фотоэлектронов из Co в модели непрямых переходов.

Расчет по данным ⁷⁵. Экспериментальные значения взяты из работы ²⁹.

Для Co аналогичные расчеты проводились в работе ²⁸ (рис. 23). При этом использовалась теоретическая плотность состояний в гексагональном кобальте ⁷⁵. Аналогично поляризация зависит от частоты света и при использовании плотности состояний гексагонального кобальта, полученной в работе ⁷⁶. Известно, однако, что пленки кобальта, полученные вакуумным напылением, обычно представляют собой его кубическую модификацию ⁷⁷, поэтому говорить на основании проведенных оценок о противоречии между зонной теорией и экспериментами по измерению поляризации фотоэлектронов из кобальта представляется неубедительным.

Из рис. 21, 22 можно сделать вывод, что среди существующих расчетов плотности состояний в никеле и железе есть и такие, которые достаточно хорошо описывают результаты опытов по поляризации фотоэлектронов из этих ферромагнетиков в модели непрямых переходов. Поскольку все эти расчеты примерно одинаково описывают остальные свойства этих веществ, то говорить о неприменимости зонной теории к опытам по поляризации фотоэлектронов преждевременно. Скорее, результаты этих опытов можно использовать для выбора между этими расчетами. В работе ⁷¹ прямо говорится о том, что программа дальнейших расчетов плотности состояний в Ni будет включать в себя расчет поляризации фотоэлектронов.

Измерения поляризации фотоэлектронов из переходных металлов уже вызвали целый ряд теоретических работ, посвященных обсуждению этой проблемы. В работе ⁷⁸ показано, что даже в простой зонной модели возможности для объяснения результатов этих опытов далеко не исчерпаны. Модифицированные варианты зонной теории, по мнению автора работы ⁷⁹, вполне удовлетворительно объясняют как величину поляризации, так и влияние цезирования на нее.

В работе ⁸⁰ для простой одномерной модели показано, что если учитывать возможность возбуждения электронов в поверхностные состояния, т. е. в состояния, волновая функция которых спадает по экспоненте внутрь кристалла и представляет собой плоскую волну вне него, то при поляризации определенного знака в среднем по зоне поляризация меняет знак при некоторой частоте. Если этот механизм работает и в трехмерном случае, то он будет существенно влиять на зависимость поляризации от частоты света.

В ряде работ ⁸¹⁻⁸³ рассмотрены многочастичные эффекты, которые могут влиять на поляризацию фотоэлектронов. В работе ⁸¹ предполагается, что сильное взаимодействие между квазичастицами приведет к ренормировке, которая уменьшит плотность состояний со спином вниз вблизи границы Ферми. При достаточной величине взаимодействия это явление может объяснить наблюдаемые результаты экспериментов при правильности существующих расчетов плотности состояний. В работе ⁸² предполагается, что между электронами существует сильная корреляция. Поэтому для электронных пар может оказаться выгодным образовать когерентные состояния такие, что возбуждение электрона со спином $\downarrow$ потребует больше энергии, чем возбуждение со спином $\uparrow$. Это приведет к наблюдаемому знаку поляризации фотоэлектронов. В модели работы ⁸³ основное состояние то же, что и в модели Хартри — Фока, но оно не проявляется в фотоэмиссии из-за сильного искажения орбитального движения, зависящего от направления спина. Этим можно объяснить знак поляризации вблизи энергии Ферми и слабую зависимость распределения фотоэлектронов от температуры.

Другие многочастичные эффекты в приложении к поляризации фотоэлектронов рассмотрены также в работах ^{84, 85}.

Современное состояние теории не позволяет пока провести количественных оценок важности многочастичных взаимодействий. Можно лишь констатировать, что если при фотоэмиссии существенную роль играет одноатомное приближение, то поляризация фотоэлектронов естественно будет мало чувствительна к длиннодействующему обменному взаимодействию, постулированному в зонной теории ферромагнетизма.

д) Поляризация электронов из ферромагнетиков группы железа, измеренная другими методами

Поляризацию электронов в ферромагнетиках изучают также с помощью явлений туннелирования и автоэмиссии.

В экспериментах по туннелированию оказывается возможным определить поляризацию электронов вблизи энергии Ферми (в пределах ~ 1 мэв) ^{86, 87}. Сводка результатов этих измерений приведена в табл. I ⁸⁷.

Таблица I

Метод	Диапазон энергий ниже E_F	Образец	Максимальная поляризация, %			
			Ni	Fe	Co	Gd
Туннелирование	10^{-3} эв	Поликристаллические пленки	11	44	34	4,3
Фотоэмиссия	0,4—0,8 эв	То же	15	54	21	5,7
Автоэмиссия	0,1 эв	Монокристаллы:				
		[100]	—10			
		[110]	—7,8			
		[111]	—9,5			
		[111]	7,5			
		Поликристаллические пленки	—13	—6		—8

Из таблицы видно достаточно хорошее согласие с данными по поляризации фотоэлектронов как по знаку, так и по величине поляризации. Расхождение этих результатов с расчетами поляризации по плотности состояний,

возможно, объясняется тем, что многочастичные эффекты наиболее полно проявляются вблизи энергии Ферми.

Результаты опытов по поляризации автоэлектронов^{18, 88-91} представляются пока слишком ненадежными и требуют дальнейшего изучения (обсуждение см.²⁹). Вопросы, связанные с поляризацией электронов при автоэмиссии, рассмотрены также в работе¹⁷.

Эти три способа получения поляризованных электронов отличаются друг от друга степенью участия в эмиссии *d*-электронов, что, естественно, следует учитывать при сравнении результатов.

е) Структурно разупорядоченные пленки ферромагнетиков группы железа

В работах^{25, 27} ряд измерений проводился на образцах Ni, напыленных на подложку при 4,2 °K или при 77 °K, и на образцах Co и Fe, напыленных при 4,2 °K. Все они показали поляризацию фотоэлектронов меньшую, чем образцы, приготовленные при комнатной или повышенной температуре подложки (см. рис. 7, 12, 14). При этом такие пленки оказались особенно чувствительными к качеству используемого материала. В чистых условиях не наблюдалось различия между образцами никеля, напыленными при температуре подложки 4,2 ° или 77 °K.

Поэтому меньшее значение поляризации фотоэлектронов из таких образцов трудно объяснить загрязнением или пористостью. Отметим, что пленки Gd, приготовленные при разных температурах подложки, не отличались по значениям поляризации: $-5,70 \pm 0,21\%$ и $-5,27 \pm 0,15\%$ ⁹². Поэтому отпадает также предположение об изменении величины поляризации из-за изменения рельефа поверхности при разных условиях приготовления, так как этот эффект должен быть одинаков как для Ni, так и для Gd.

Поэтому можно предположить, что этот эффект вызван различием микроструктуры пленок в этих образцах. Как известно, строгая периодичность не является необходимым условием ферромагнетизма⁹³. При напылении пленок на подложку при 4,2 °K, как правило, получают сильно разупорядоченные структуры, которые обозначают термином «аморфные», хотя точного определения такого состояния в применении к ферромагнетикам и не существует. Обычно такие образцы изучают с помощью дифракции электронов, рентгеновских лучей и измерений проводимости. Ферромагнитные исследования таких образцов также полезны, поскольку обменное взаимодействие чувствительно к расстоянию между соседями.

Известно, что отношение чисел магнетонов Бора на атом для аморфного и поликристаллического никеля равно 0,6⁹⁴, а для аморфного и поликристаллического железа составляет 0,7^{95, 96}. Из рис. 7 и 12 видно, что отношение величин поляризаций фотоэлектронов из двух типов образцов примерно соответствует этим данным. У Co не отмечалось уменьшения p_p в аморфных образцах^{95, 96}. Однако поляризация фотоэлектронов уменьшается у пленок Co, напыленных на холодную подложку (см. рис. 14), причем авторам не удалось добиться воспроизводимости значений поляризации у пленок Co на холодной подложке. На рис. 14 указаны крайние случаи величины поляризации.

Несомненно, что изменение поляризации фотоэлектронов при переходе к разупорядоченным образцам требует дальнейшего изучения в совокупности с изучением структуры образцов.

5. ПОЛЯРИЗАЦИЯ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ ИЗ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Первые успешные измерения поляризации фотоэлектронов были проведены не из ферромагнетиков группы железа, а из образцов редкоземельного ферромагнетика Gd ²⁶. Впоследствии исследовалась также поляризация фотоэлектронов из Dy ⁹².

Эти измерения представляют интерес с нескольких точек зрения. Они дают новое доказательство того, что поляризация электронов в значительной степени сохраняется при фотоэмиссии. Действительно, если верен механизм электрон-магнонного рассеяния ^{45, 46}, наблюдаемая поляризация P должна отличаться от поляризации P_0 электронных состояний в металле ⁹², причем при $T \ll T_c$

$P = P_0 + P' = P_0 + c\sigma^+x_s$,
где $c = \text{const} \sim 1$, σ^+ — величина, обратная длине свободного пробега по рождению магнона, x_s — длина свободного пробега по электрон-электронному рассеянию.

Для σ^+ получена оценка ^{46, 92, 97}

$$\sigma^+(T=0) \approx \Omega \left(\frac{m}{\hbar^2} \right)^2 S J^2,$$

где Ω — атомный объем, m — эффективная масса фотоэлектрона, S — число спинов на атом, J — обменная энергия возбужденного электрона.

Для надежной оценки P' в настоящее время недостаточно данных. Однако измерения на Gd и Dy позволяют показать, что вклад P' в поляризацию фотоэлектронов, по-видимому, незначителен. Действительно, в редкоземельных металлах электроны проводимости поляризованы через косвенное обменное взаимодействие с локализованными магнитными $4f$ -состояниями. Число спинов в $4f$ -состоянии может меняться без заметного изменения состояний в зоне проводимости. Считается, что обменный интеграл J постоянен у тяжелых редких земель. Поэтому следовало бы ожидать, что

$$\frac{P'_{\text{Gd}}}{P'_{\text{Dy}}} = \frac{S_{\text{Gd}}}{S_{\text{Dy}}} = \frac{7/2}{5/2} = \frac{7}{5},$$

т.е. должно было бы быть

$$P_{\text{Gd}} > P_{\text{Dy}}.$$

Экспериментальные значения в области насыщения при 4,2 °К (рис. 24, 25)

$$P_{\text{Gd}} = 5,70 \pm 0,21\% \text{ для } 15 < H < 25 \text{ кэс},$$

$$P_{\text{Dy}} = 7,33 \pm 0,35\% \text{ для } 30 < H < 35 \text{ кэс},$$

при систематической ошибке около 8%.

Эти данные легко объяснить, если считать, что $P' = 0$, а $P_{0,\text{Dy}} \neq P_{0,\text{Gd}}$. Следующие наблюдения подтверждают это. Для фотонов с энер-

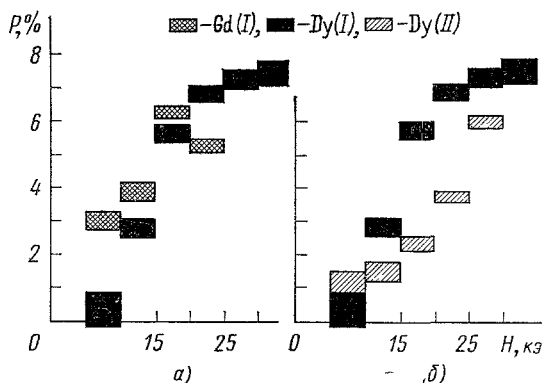


Рис. 24. Зависимость поляризации фотоэлектронов из Dy и Gd от магнитного поля.

Температура подложки при изготовлении образцов: 350 °К (а) и 4,2 °К (б). Преимущественное направление магнитных моментов фотоэлектронов параллельно намагниченности образцов. Измерения проведены при 4,2 °К при освещении ртутно-ксеноновой лампой высокого давления.

гией меньше 4 эв P_{Du} возрастает примерно на 1%, в то время как P_{Gd} остается в пределах ошибки постоянной. Это противоречит существованию

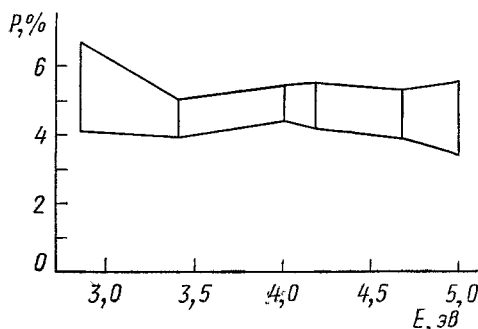


Рис. 25. Поляризация фотоэлектронов из Gd при различной энергии фотонов ($h\nu = 14$ кэ).

заметного вклада в поляризацию от электрон-магнитного рассеяния и означает, что у Du вблизи энергии Ферми расположены состояния с большей поляризацией, чем в среднем по зоне проводимости, а у Gd таких состояний нет.

Существующие расчеты для Gd и Du^{98, 99} дают лишь суммарную плотность электронных состояний, но не позволяют вычислить величину поляризации фотоэлектронов. Отметим, что расчеты хорошо согласуются с фотоэмиссионными экспериментами^{100, 101}.

Измерения с Gd и Du проводились как на образцах, напыленных на подогретую (~350 °К) подложку, так и на образцах, напыленных на подложку при 4,2 °К, где структура пленок должна быть гораздо более разупорядоченной. Однако, в отличие от ферромагнетиков группы железа, поляризация фотоэлектронов из Gd и Du меняется для разных типов образцов незначительно. Это приводит к выводу, что либо у Gd и Du нелегко создать разупорядоченную структуру, либо (или одновременно) она не сильно сказывается на намагниченности.

6. ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ФОТОЭЛЕКТРОНЫ ИЗ ХАЛЬКОГЕНИДОВ И ПНИКТИДОВ

Успешное измерение поляризации фотоэлектронов позволило продвигаться также и в изучении магнитных свойств нового класса магнитных материалов: халькогенидов и пниктидов¹⁰². Новая методика позволила: 1) уточнить положение электронных уровней, 2) исследовать влияние примесей на магнитные свойства, 3) изучить поведение магнитных свойств этих материалов при переходе к разупорядоченному состоянию, 4) выявить новые подробности, касающиеся рассеяния фотоэлектронов на пути к поверхности образца, 5) обнаружить парамагнитное поведение поляризации фотоэлектронов в ряде веществ. Ниже будут изложены основные результаты, полученные по этим вопросам.

а) Проявление зонной структуры

На рис. 26 схематически показана зонная структура и ожидаемая поляризация для образца ферромагнитного полупроводника¹⁶. Выше точки Кюри (рис. 26, а) подзоны с противоположными направлениями спинов совпадают друг с другом. Уровень Ферми лежит около дна зоны проводимости. В щели между валентной зоной и зоной проводимости расположены сильно локализованные состояния; для халькогенидов европия ими являются $4f^7$ -уровни. Ниже точки Кюри спины локализованных состояний на всех атомах принимают одно и то же направление. В результате появляется зона со 100% поляризаций. Из-за обменного взаимодействия как валентная зона, так и зона проводимости расщепляются на подзоны с противоположными направлениями спинов (рис. 26, б). На рис. 26, в показана поляризация электронных состояний, а ее изменение с частотой.

падающего света показано на рис. 26, г. Фотоэмиссия начинается, когда энергия фотонов достигнет порогового значения $h\nu_0$. Поляризация должна возрасти с ростом энергии фотонов, когда фотоэлектроны начнут эмитироваться из f -уровней.

В работе ¹⁰³ измерена поляризация фотоэлектронов на сколах в вакууме монокристаллов EuO (рис. 27). Зависимость поляризации от энергии фотонов подтверждает структуру уровней EuO , полученную с помощью фотоэмиссионных измерений ^{104, 105}. В работе ¹⁶ поляризация фотоэлектронов из пленок EuO , в зависимости от способа их изготовления, менялась от 0 до $\sim 15\%$. Температура подложки при изготовлении поддерживалась при $4,2^\circ\text{K}$. Частотная зависимость поляризации из таких разупорядоченных образцов также приведена на рис. 27. Видно, что различие в структуре образцов приводит к различию как в величине поляризации, так и в положении особенностей в спектре поляризованных электронов.

Кроме халькогенидов, интересным новым объектом в изучении магнитных свойств твердых тел являются также пниктиды, т. е. соединения редких земель с элементами 5 группы. У двух из них Eu_3P_2 и Eu_3As_2 исследована поляризация фотоэлектронов ⁴². Изучались пленки, напыленные электронной бомбардировкой массивных образцов на подогретую до 390°K подложку. Измерения проводились при 4°K . Точки Кюри Eu_3P_2 и Eu_3As_2 составляют 25 и 18°K соответственно.

Результаты измерений для Eu_3P_2 показаны на рис. 28. На этом примере можно четко различить те энергии фотонов, при которых начинается фотоэмиссия из разных типов состояний. Вблизи порога фотоэффекта электроны эмитируются из примесных состояний, затем возрастание поляризации свидетельствует о начале эмиссии из $4f$ -уровней. Электроны из неполяризованной валентной зоны приводят к уменьшению поляризации. Эти данные хорошо согласуются с оптическими измерениями ¹⁰⁶. На основании соображений, аналогичных для описанных выше опытов, можно получить диаграмму уровней энергии в Eu_3P_2 . Она отличается от диаграммы для халькогенидов тем, что у пниктидов меньше величина щели между валентной зоной и зоной проводимости.

Поляризация примесных уровней служит прямым экспериментальным доказательством существования их обменного взаимодействия с $4f$ -уровнями. Влиянием таких «магнитных примесных состояний» на свойства ферромагнитных полупроводников объясняется возрастание T_c в халькогенидах с примесями и аномальное возрастание сопротивления вблизи T_c ¹⁰². Измерения на разных образцах Eu_3As_2 , проведенные в работе ⁴², показали, что положение пика сопротивления не зависит от концентрации

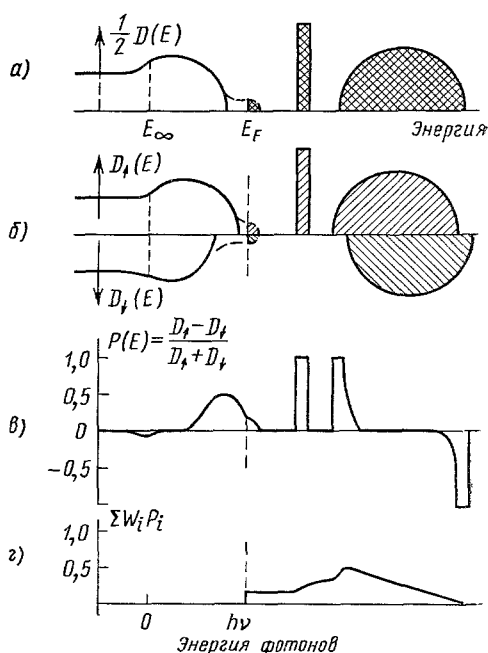


Рис. 26. Плотность электронных состояний и поляризация фотоэлектронов для гипотетического ферромагнитного полупроводника.

носителей, в отличие от халькогенидов^{107, 108}. Поэтому возможно, что характер проводящих состояний в халькогенидах и пниктидах различен.

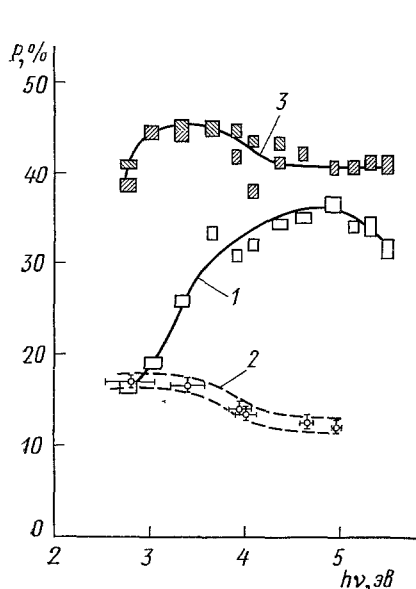


Рис. 27. Поляризация фотоэлектронов из различных образцов EuO .

$T = 4,2^\circ\text{K}$. 1 — скол монокристалла EuO^{103} , $H = 6 \text{ кэ}$; 2 — пленка EuO (температура подложки при изготовлении образца $4,2^\circ\text{K}$)¹⁶, $H = 7,5 \text{ кэ}$; 3 — скол монокристалла EuO с примесью La около 2%, $H = 6 \text{ кэ}$.

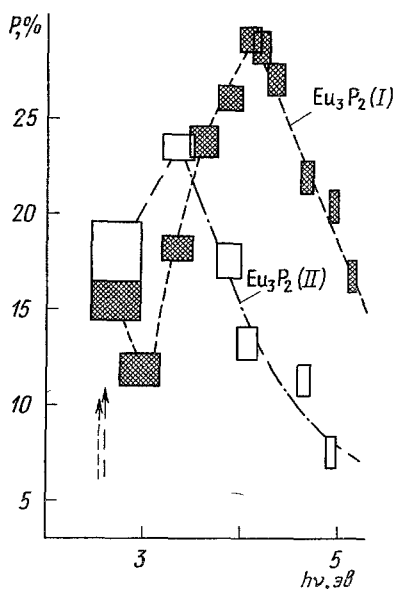


Рис. 28. Поляризация фотоэлектронов из упорядоченных (I) и разупорядоченных (II) пленок Eu_3P_2 .

$H = 22,8 \text{ кэ}$. Стрелки обозначают работу выхода, определенную по зависимости квантового выхода от энергии фотонов.

б) Поляризация фотоэлектронов из зоны проводимости

Близко к изучению диаграммы энергетических уровней примыкают исследования поляризации фотоэлектронов из состояний зоны проводимости в соединениях редких земель¹⁰⁹. Эти вещества интересны тем, что в них состояния с локализованными магнитными моментами отделены по энергии от электронов проводимости. В зависимости от величины этого

Таблица II

Данные магнитных полупроводников

	EuS	EuSe	EuTe	GdP	GdAs	GdSb
a , Å	5,96	6,19	6,60	5,72	5,86	6,22
T_0 , °K	16,5	4,6	9,8*	15*	19*	28*
E_{G4f} , эв	1,65	1,85	2,00	>5	>5	>5
E_{GV} , эв	2,35	2,15	2,15	1,0	0,4	0
Φ , эв	4,0	4,4	4,8	9,8	4,8	4,8
$\Delta\Phi$, эв	0,8	0,6	0,6	0,5	0,3	0,3
ΔE_G , эв	~1,2	~0,6	~0,5	~0,2	~0	~0

Точность определения Φ —0,1 эв, $\Delta\Phi$ —0,15 эв; T_0 —температура магнитного упорядочения (*—антиферромагнитного).

промежутка возможно как ферромагнитное, так и антиферромагнитное упорядочение. Поляризация фотоэлектронов из антиферромагнетиков возможна лишь при приложенном магнитном поле, которое создает наведенную намагниченность. В свою очередь наведенная намагниченность создает обменное поле, влияние которого на электроны проводимости и проявится в поляризации фотоэлектронов. В табл. II указаны свойства большинства антиферромагнетиков, использованных в таких измерениях. Эти материалы перекрывают диапазон от изолятора EuTe до металлов GdSb и GdS.

Образцы в виде пленок готовились электронной бомбардировкой поликристаллов. Напыление проводилось на подложку при 400 °K. Изучение поляризации фотоэлектронов из этих материалов показало, что она пропорциональна приложенному полю, а ее изменение с частотой падающего света позволяет оценить степень погружения магнитных $4f$ -уровней в валентную зону.

Подобные измерения на GdS представляют особый интерес. Фотоэмиссионные исследования показали, что у GdS существует зона проводимости d -типа, значительно отделенная по энергии от валентной зоны $^{110}, ^{111}$. $4f$ -уровни расположены на 9 эв ниже E_F , у дна валентной зоны.

У использованных образцов квантовый выход GdS вблизи порога хорошо описывается законом $\sqrt{Y}$, а работа выхода составляет $2,3 \pm \pm 0,1$ эв, что согласуется с результатами работ $^{110}, ^{111}$. На рис. 29 показана зависимость $P(H)$ для трех длин волн таких, что в фотоэффекте участвуют лишь электроны из зоны проводимости. Видно, что в этих пределах длин волн поляризация неизменна, и кроме того, $P > P_f$. Это означает, что электроны проводимости обладают собственным обменным взаимодействием, которое добавляется к взаимодействию с $4f^7$ уровнями. Поэтому простое рудерман-киттелевское взаимодействие не может рассматриваться как единственная причина антиферромагнетизма в таких соединениях. Если электроны проводимости проявляют ферромагнитное взаимодействие, то антиферромагнетизм должен обуславливаться еще более сильным антиферромагнитным взаимодействием через p -зоны. К этому же результату приводит исследование системы $\text{Eu}_y\text{Gd}_{1-y}\text{S}$ 112 . Этот вывод противоречит более ранним работам $^{102}, ^{113}$, где все рассматривалось в предположении не взаимодействующих d -электронов на основе механизма Рудермана — Киттеля.

в) Влияние примесей

С помощью поляризации фотоэлектронов удастся проследить за изменением положения уровней в ферромагнитных полупроводниках при добавлении примесей. В работе 114 таким способом исследовалось положение магнитных уровней в $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$. Сравнение зависимостей поляризации фотоэлектронов от энергии фотонов для случаев EuS и $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{S}$ дает: уровни $4f^7\text{Gd}$ лежат ближе к вакуумному уровню, чем $4f^7$ -уровни Eu.

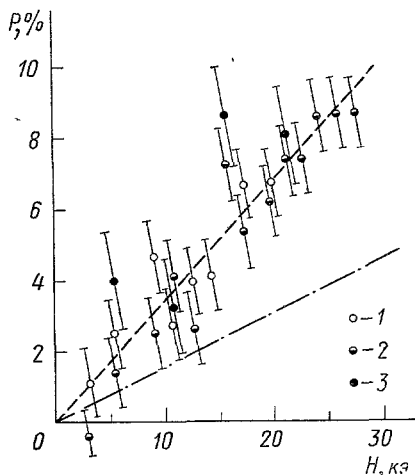


Рис. 29. Зависимость поляризации фотоэлектронов из GdS от магнитного поля при 4,2 °K для трех различных энергий фотонов (эв): 4,6 (1), 3,3 (2) и 2,7 (3).

Штрих-пунктирная кривая показывает относительную намагниченность P_f массивного образца GdS.

В работе ¹⁰³ рассматривалось влияние примесей La на поляризацию фотоэлектронов из EuO (см. рис. 27). Здесь наиболее удивительным представляется тот факт, что поляризация добавочных электронов ($h\nu < 4 \text{ эВ}$), введенных примесью, оказывается при $H = 6 \text{ кэ}$ выше, чем поляризация магнитных $4f^7$ -электронов в EuO.

г) Разупорядоченные образцы халькогенидов и пниктидов

При переходе от упорядоченного к разупорядоченному расположению атомов в твердом теле можно ожидать изменения плотности состояний электронов.

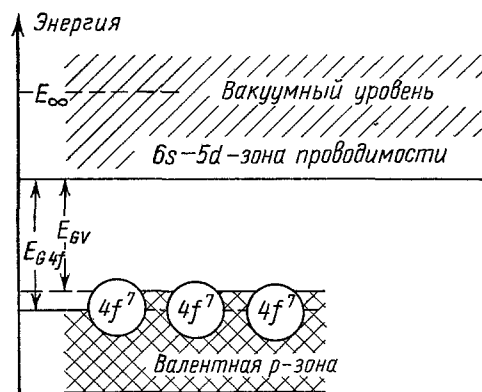


Рис. 30. Схема энергетических уровней магнетиков со структурой NaCl.

Поляризация фотоэлектронов отражает как положение электронных уровней, так и их магнитные свойства, поэтому с ее помощью удобно изучать влияние разупорядоченности на магнетизм.

Эти исследования проводились на пленочных образцах EuS, EuSe, EuTe, GdP, GdAs и GdSb ^{43, 115}. Все эти материалы обладают структурой NaCl, что облегчает интерпретацию данных. Схема энергетических уровней этих веществ показана на рис. 30. Разупорядоченные образцы образовывались напылением пленок в сверхвысоком вакууме на подложки при $4,2^\circ \text{K}$.

Отметим, что результаты, полученные на образцах, которые напылялись на подогретую подложку, совпадают с результатами, полученными на образцах, напыленных на подложку при $4,2^\circ \text{K}$ и затем отожженных до температуры подложки при приготовлении предыдущих образцов. Квантовый выход фотоэлектронов резко зависит от упорядоченности образцов. Для отожженных образцов $Y^{3/2} = \text{const} \cdot (h\nu - \Phi)$, где Φ — разность энергий между первым занятым электронным состоянием E_0 и вакуумным уровнем E_∞ . При малых энергиях фотонов квантовый выход неупорядоченных образцов также представляет собой прямую с наклоном, примерно равным наклону у упорядоченных образцов. Поэтому, хотя и с меньшей точностью, можно определить Φ^* — порог фотоэффекта в неупорядоченном состоянии. Введем $\Delta\Phi = \Phi - \Phi^*$. Для всех исследованных материалов $\Delta\Phi > 0$. У GdSb расстояние от валентной зоны до зоны проводимости $E_{GV} = 0$, поэтому у него, как у металла, $\sqrt{Y} = \text{const} \times (h\nu - \Phi)$. В табл. II приведены полученные данные по $\Delta\Phi$. $\Delta\Phi$ принимает наибольшее значение для EuS, соединения с наибольшей ионной связью, и уменьшается с уменьшением E_{GV} , хотя абсолютное значение Φ при этом не испытывает систематического изменения.

Отметим, что $\Phi = E_\infty - E_0$ и $\Delta\Phi = \Delta E_\infty + \Delta E_0$. Если $E_0 = E_F$ ($T = 0$), то при разупорядочении E_0 не должна заметно меняться. Это применимо к GdSb и в этом случае $\Delta\Phi = \Delta E_\infty = 0,3 \text{ эВ}$. Таков же порядок величины $\Delta\Phi$, наблюдаемый в металлических образцах при напылении на холодную подложку ^{116, 117}. В дальнейшем предполагается, что $\Delta E_\infty = 0,3 \text{ эВ}$ для всех исследуемых материалов. Получаем $\Delta E_0 = \Phi - 0,3$. Можно считать, что при разупорядочении уровень $4f^7$ в среднем не смещается, его положение лишь несколько меняется от атома к атому в зави-

симости от местного окружения. Гораздо бóльшие изменения должны происходить с валентной зоной и зоной проводимости. Поэтому характерной величиной является ΔE_G , которая определяется как разность между вершиной зоны в упорядоченном состоянии и наивысшим заполненным уровнем в разупорядоченном. Эти величины вычислены по оптическим измерениям¹¹⁸ и $\Delta\Phi$ с учетом уменьшения E_∞ . В модели некристаллического полупроводника Мотта и Дэвиса^{119, 120} новые состояния должны

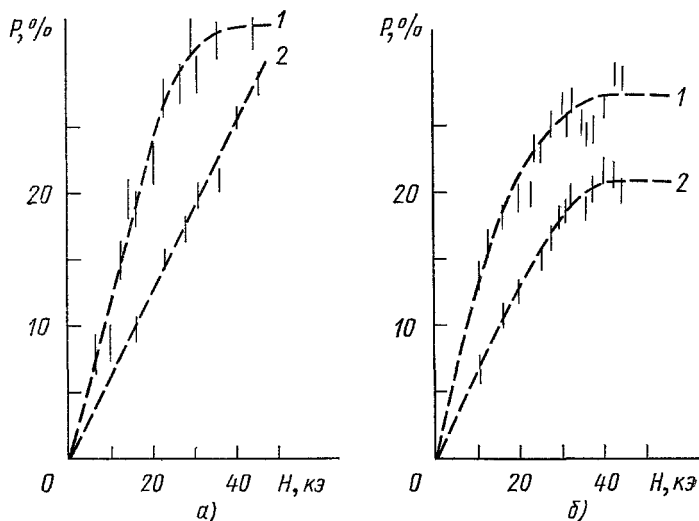


Рис. 31. Поляризация фотоэлектронов из EuSe.

$T = 4,2^\circ\text{K}$. а) Упорядоченные образцы, б) разупорядоченные. Кривая 1 — при освещении с использованием фильтра, 2 — без фильтра.

бы были появиться приблизительно на расстоянии $1/2 E_G$ над краем валентной зоны, т.е. должно было бы выполняться условие $\Delta E_G = \text{const} \cdot E_{GV}$. Из табл. II видно, что это не так. Энергия новых состояний убывает быстрее, чем по линейному закону, с уменьшением E_{GV} .

В экспериментах^{43, 115} также отчетливо проявилось влияние упорядоченности образцов на зависимость поляризации от магнитного поля.

Рассмотрим влияние разупорядоченности на примере EuSe (рис. 31). Температура Кюри для поликристаллических образцов равна $4,6^\circ\text{K}$. В применяемых больших полях следует ожидать, что EuSe будет себя вести как простой ферромагнетик. При $H \sim 12 \text{ кэ}$ ($4\pi M = 12 \text{ кэс}$) при освещении поликристаллического образца полным спектром (кривая 2) на кривой зависимости поляризации от поля нет никакой особенности, поляризация не насыщается даже в поле $> 50 \text{ кэ}$. Это означает, что образец нагрет выше T_c . При освещении образцов с использованием фильтра, а значит, при меньшем нагреве, насыщение наступает при $H \gtrsim 40 \text{ кэ}$. Поляризация разупорядоченных образцов стремится к насыщению уже в полях $\sim 40 \text{ кэ}$, даже если используется полный спектр лампы. Значит, при разупорядочении обменное ферромагнитное взаимодействие возросло. Известно, что введение примесей приводит к такому же эффекту, как в EuS, так и в EuSe¹⁰². На рис. 32 показано влияние разупорядоченности на зависимость поляризации фотоэлектронов от магнитного поля для антиферромагнитного GdP. Намагничивание массивных образцов при $4,2^\circ\text{K}$ исследовано в работе¹²¹ (рис. а).

Очевидно, что разупорядочение усиливает ферромагнитное взаимодействие в этом веществе. Результаты для GdAs и GdSb указывают, что

при разупорядочении ферромагнитное взаимодействие в них не увеличивается.

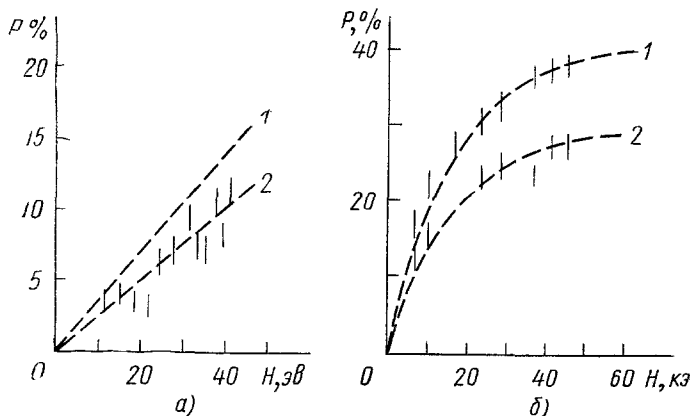


Рис. 32. Поляризация фотоэлектронов из GdP.
Обозначения те же, что и на рис. 31.

Таким образом, влияние разупорядоченности на обменное взаимодействие различно для различных веществ рассмотренного ряда. Увеличение ферромагнитного взаимодействия происходит лишь для соединений с малой постоянной решетки и с высокой степенью ионной связи (см. табл. II). Кристаллическое поле расщепляет d -состояния катиона так, что центр тяжести зоны не смещается; при этом s -состояния не изменяются. Так как это расщепление тем сильнее, чем меньше постоянная решетки a , то низшим состоянием оказывается d -состояние, если a мало, и s -состояние, если a велико. Если предположить, что при разупорядочении заполняется нижнее состояние катиона, то тенденция результатов становится объяснимой, так как занятый d -уровень увеличивает ферромагнитное взаимодействие.

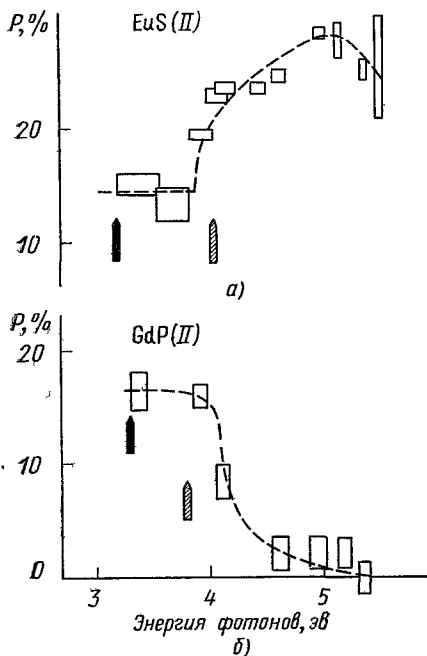


Рис. 33. Поляризация фотоэлектронов из EuS (II) (а) и GdP(II) (б).

$T = 4,2^\circ \text{K}$. Стрелки указывают порог фотоэффекта: заштрихованные для упорядоченных образцов, темные — для разупорядоченных.

На рис. 33 представлена поляризация фотоэлектронов для разупорядоченных образцов EuS и GdP. На основании этих данных можно утверждать, что действительно часть уровней при разупорядочении однократно занята и вносит свой вклад в поляризацию.

Спектр, полученный на разупорядоченных образцах GdP (II), предполагает, что межатомное обменное взаимодействие способствует однократному

заполнению уровней. Обмен снимает вырождение по спину, и расщепление составляет при этом $2J_{df}Ss \approx 0,7$ эВ в Eu и Gd. При этом однократно занятые уровни могут отличаться по энергии от E_0 на 0,7 эВ. Этим

и объясняется уменьшение поляризации при $h\nu \sim 4,1$ эв у образцов GdP (II). В EuS (II) этот эффект компенсируется возрастанием поляризации из-за того, что начинают вносить свой вклад $4f$ -электроны. Можно приготовить образцы GdP (II) с разной плотностью состояний вблизи порога фотоэффекта и различной величиной поляризации, но уменьшение поляризации в этих образцах неизменно происходит при энергии фотонов на 0,7 эв больше порога. Таким образом, возможна следующая модель явления разупорядоченности, которая качественно объясняет результаты экспериментов и указывает на их связь с величиной ионной связи. Из-за обменного взаимодействия однократно занятые состояния располагаются на катионах. Предполагается, что они заполняются, если два катиона сближаются при разупорядочении. Если же при разупорядочении сближаются два аниона, то новые состояния оказываются дважды занятыми, так как у них нет f — d -обменного взаимодействия. Чем больше материал ковалентен, тем больше направленные ковалентные связи стремятся установить кристаллический порядок между ближайшими и следующими за ближайшими соседями и поэтому сближение двух анионов или катионов становится менее вероятным.

В работе ⁴² аналогичными методами исследовались образцы Eu_3P_2 и Eu_3As_2 . Поскольку они обладают структурой типа Ba_3P_2 , более сложной, чем структура NaCl, характерная для уже упомянутых халькогенидов, влияние разупорядоченности на их свойства проявляется особенно заметно. Но выяснилось, что порог фотоэффекта у таких образцов в разупорядоченном и поликристаллическом состояниях не меняется (см. рис. 28). Поведение поляризации фотоэлектронов из таких образцов объясняется, если предположить, что при разупорядочении положение $4f^7$ уровней смещается ближе к порогу, а «хвост» валентных состояний возрастает.

В ряде работ по аморфным веществам не было обнаружено никаких однократно занятых состояний или появления занятых состояний в запрещенной зоне ^{122–124}. При этом теория предсказывает, что появление занятых состояний в запрещенной зоне невозможно в системах, находящихся в термодинамическом равновесии ¹²⁵. Опыты по влиянию разупорядоченности на поляризацию фотоэлектронов приводят к таким выводам:

1) Материалы, в которых не возникает новых состояний, обладают ковалентной связью и имеют гораздо более высокую температуру рекристаллизации. У материалов, исследованных методом поляризации фотоэлектронов, новые состояния возникали лишь у тех, связи в которых носят ионный характер.

2) Сравнение результатов, полученных на Eu_3P_2 и Eu_3As_2 и EuTe , EuS и др., показывает, что важную роль играет и решетка типа NaCl.

3) Однократно занятые уровни, обнаруженные методом парамагнитного резонанса в разупорядоченном Si и других материалах ¹²⁶, приписывались поверхностным состояниям, которые возникают при громадном увеличении поверхности из-за внутренних трещин и пустот в неотожженном аморфном образце. Внутренние поверхности не должны сказываться на поляризации фотоэлектронов, так как электронам приходится освобождаться из образца. Чтобы объяснить представленные результаты по поляризации возрастанием поверхности вакуум — образец, надо предположить, что у разупорядоченных образцов она увеличивается более чем в 100 раз. Это мало вероятно для изучаемых образцов ¹²⁷.

4) Если бы разупорядоченные образцы состояли из микрокристаллов, в них были бы велики внутренние напряжения. Это в свою очередь могло бы привести к сдвигу энергетических состояний, а значит, к изменению порога фотоэффекта. Однако такой эффект не может дать величину сдвига $\sim 0,5$ эв.

5) В халькогенидах европия новые состояния возникают почти при тех же энергиях, что и у $4f^7$ -состояний. Спектры поляризации фотоэлектронов показывают, что новые состояния не являются смещенными $4f^7$ -состояниями, как можно было бы думать на основании данных лишь о квантовом выходе.

6) Однократное заполнение части новых уровней происходит из-за межатомного взаимодействия, которое не присутствует в других веществах.

Идея термодинамического равновесия¹²⁵, безусловно, применима лишь к материалам с сильной ковалентной связью. Ионные кристаллы отличаются

от них тем, что угол связи и длина связи в них не строго фиксированы. Поэтому к ним в большей степени применима модель случайных цепей. Несомненно, что физические явления, наблюдаемые при разупорядочении веществ с решеткой NaCl, определяются степенью ионного характера связи.

д) «Парамагнитный слой» на поверхности

При измерении поляризации фотоэлектронов из халькогенидов европия неожиданно обнаружилось, что насыщение поляризации не достигается даже в полях много больших, чем 4лМ . Наиболее отчетливо это проявляется в поляризации фотоэлектронов из монокристаллов EuO (рис. 34)¹⁰³. Эффект обнаружен также в поликристаллических тонких пленках EuS и Eu_3P_2 ^{128, 129}, которые, как уже было упомянуто, обладают различными кристаллографическими структурами.

Изменение наклона фотоэлектрической кривой намагничивания EuO вблизи $8\text{—}10\text{ кэ}$ означает, что, как и положено ферромагнетику ниже точки Кюри, образец достиг магнитного насыщения по объему. Остается предположить, что явление вызвано парамагнитными свойствами приповерхностного слоя. Причиной этого может явиться, например, возможное увеличение межатомного расстояния в поверхностном слое, что, как известно, уменьшает ферромагнитное обменное взаимодействие в халькогенидах европия¹³⁰. Глубина выхода фотоэлектронов из EuO при энергии фотонов вблизи порога составляет около 10 постоянных решетки, а толщина парамагнитного слоя должна быть близка к одной-двум постоянным решетки

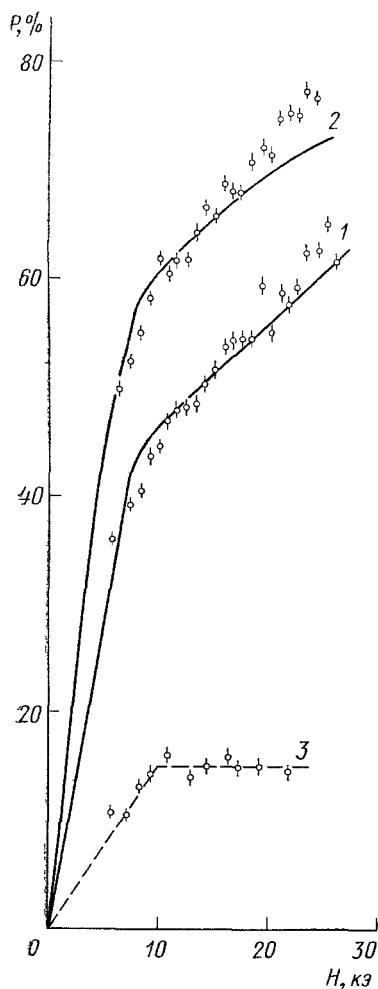


Рис. 34. Зависимость поляризации фотоэлектронов от магнитного поля.

1 — монокристалл EuO, 2 — монокристалл EuO с примесью ~2% La, 3 — пленка Ni.

из-за короткодействия как магнитных взаимодействий, так и влияния поверхности на свойства вещества в объеме. Сильное влияние столь тонкого слоя проявляется из-за квазиупругого рассеяния фотоэлектронов на таком

слое, что видно из фотоэмиссионных данных¹³¹. Этого оказывается достаточно, чтобы поляризация фотоэлектронов в значительной мере определялась свойствами этого слоя¹³².

Этот эффект должен проявляться также в экспериментах, где фотоэлектронам приходится преодолевать слой с парамагнитными свойствами, хотя бы и созданный по другим причинам^{28, 29, 133}.

Если парамагнитный слой на поверхности действительно имеет толщину около одного монослоя, то его свойства можно заметно изменить адсорбцией посторонних атомов. В работе¹³⁴ с этой целью исследовалась поляризация фотоэлектронов из EuO при покрывании его поверхности цезием. Оказалось, что цезий на поверхности существенно снижает относительный рост поляризации в области магнитных полей от 10 до 20 кэ, т. е. дополнительные электроны, введенные в халькогенид европия, увеличивают ферромагнитное взаимодействие. Это хорошо согласуется с тем, что T_c очень тонких слоев EuS (20 Å) на вольфрамовой подложке возрастает по сравнению с толстыми образцами.

7. ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ EuO

Источник поляризованных электронов представляет несомненный интерес для атомной физики и физики элементарных частиц. Поэтому заманчиво использовать значительную поляризацию фотоэлектронов из EuO для создания такого источника. Эта работа была выполнена на станфордском линейном ускорителе с целью дальнейшего использования для измерения спиновой зависимости амплитуды рассеяния при неупругом рассеянии поляризованных электронов на поляризованных протонах и для изучения возможного нарушения четности при рассеянии поляризованных электронов на неполяризованных протонах в жидководородной мишени¹³⁵. Источник создавался с учетом того, что ускоритель работает с частотой повторения 360 гц при длительности импульса около 1 мсек. Планируемые эксперименты требуют интенсивности не менее 10^9 электронов за импульс.

Основной трудностью при создании такого источника является вопрос о местном перегреве кристалла. Для получения в импульсе около $4 \cdot 10^{10}$ электронов EuO , источник должен поглотить около 10 вт мощности за 1 мсек. Поскольку точный механизм диссипации тепла неясен, трудно рассчитать реальное повышение температуры. Оценки показывают, что следует ожидать нагрева на 15—125 °К. Так как температура Кюри EuO равна 69 °К, то только экспериментально можно решить вопрос о работоспособности такого источника.

Для источника интенсивного фототока существенно, чтобы фотокатод был проводящим, так как процессы зарядки образца-изолятора затруднили бы его работу. Как известно, примесь лантана увеличивает проводимость окиси европия, причем поляризация фотоэлектронов при этом не уменьшается^{102, 136, 137}. Поэтому использовался кристалл EuO с 2% La, причем распределение лантана по образцу вряд ли было однородным. Характерный размер кристаллов EuO составлял ~ 4 мм. Они скалывались непосредственно в установке для получения атомно чистой (100) поверхности. Для измерений в постоянном режиме использовалась ртутно-ксеноновая лампа высокого давления. Импульсный источник освещения представлял собой отпаянную ксеноновую лампу высокого давления (5 атм) с двумя вольфрамовыми электродами на расстоянии 4 мм друг от друга. При амплитуде импульса тока через лампу 2,7 ка спектр излучения примерно постоянен в диапазоне 5—6,5 эв. Лампа работала с частотой повторения 6,7 гц и длительностью импульса на уровне 0,5—1,2 мсек. Подобные

лампы работают в системах Стэнфордского ускорителя с частотой повторения 180 импульсов в секунду.

На участок образца с площадью $2,3 \text{ мм}^2$ попадало около 10^{13} фотонов за импульс с энергией, достаточной для выбивания $4f^7$ -электронов, что давало около $3 \cdot 10^9$ электронов в импульсе.

Результаты экспериментов показали, что заметного уменьшения поляризации фотоэлектронов из-за разогрева образца не происходит. Поляризация составляла 58,5% в поле 21,1 кэ в импульсном режиме.

Полезная интенсивность пучка поляризованных электронов зависит от того, насколько его электронно-оптические характеристики соответствуют ускорителю. В Стэнфордском линейном ускорителе можно использовать пучок электронов с энергией 70 кэв в том случае, если его эмитанс (угловая апертура $\times$ радиус) составляет $\sim 7 \text{ мрад} \cdot \text{см}$. $3 \cdot 10^9$ электронов за импульс, полученные в описываемом источнике из катода с эффективным радиусом 0,85 мм, соответствуют $4 \cdot 10^8$ электронам за импульс с эмитансом $\sim 7 \text{ мрад} \cdot \text{см}$ и энергией 70 кэв.

Дальнейшее увеличение интенсивности пучка поляризованных электронов из описываемого источника требует увеличения интенсивности освещения. Если при этом возникнут затруднения, связанные с перегревом, их в значительной мере можно обойти, используя в качестве фотоэмиттера железо. С помощью цезирования можно получить работу выхода у такого фотокатода, равную 3—3,5 эв, при этом в диапазоне $5 \text{ эв} \leq h\nu \leq 6,5 \text{ эв}$ квантовый выход составит около 10^{-3} электронов на падающий фотон. В поле около 20 кэ ожидается, что средняя поляризация будет равна 35%. Качество источника поляризованных частиц оценивается величиной IP^2 , где I — интенсивность, P — поляризация. Поэтому некоторое уменьшение поляризации при использовании железного фотоэмиттера можно компенсировать увеличением интенсивности пучка. Улучшение оптики и конструкции источника поляризованных фотоэлектронов с использованием EuO, по-видимому, позволит увеличить интенсивность освещения образца порядка на два. При этом для уменьшения нежелательных явлений перегрева можно отфильтровать фотоны с энергией меньше 4 эв, которые создают примерно половину светового потока такого источника освещения.

В табл. III, составленной в основном по данным работы ¹³⁸, приведены сведения о некоторых существующих источниках поляризованных электронов.

Отметим, что пучок электронов с поляризацией 75% и практически неограниченной интенсивностью можно получить в случае успешной реализации предложения в работе ¹⁴⁶.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Успешное наблюдение поляризации фотоэлектронов создало предпосылки для широкого применения этого метода. Появляются все новые работы, посвященные самой идее метода ¹⁴⁷, подробные результаты по конкретному материалу (EuO) ¹⁴⁸, ¹⁴⁹, сведения об измерении поляризации фотоэлектронов в новых классах магнитных материалов (ферритах) ¹⁵⁰, ¹⁵¹, теоретические толкования проведенных экспериментов ¹⁵². По мере освоения метода, несомненно, будет расти круг задач с его применением, непосредственно не связанных с магнетизмом как таковым. Примером могут служить успешные измерения поляризации фотоэлектронов из немагнитных полупроводников (GaAs) ¹⁵³, ¹⁵⁴. Многообразие магнитных веществ, несомненно, приведет к изучению поляризации фотоэлектронов в различных лабораториях. Основное достижение уже выполненных работ заключается как раз в разработке методики надежного измерения эффекта. Даль-

Таблица III

Существующие источники поляризованных электронов

Метод	Средний ток, электроны/сек	Режим работы	Число эл-нов в 1,5 мксек импульсе	Поляризация, %	Примечание
Моттовское рассеяние:					
Au, 120 кэв ³⁸	2·10 ⁹	Постоянный ток		37	Эмиттанс 6 мрад·см при 161 кэв
Au, 161 кэв ³⁹		» »	3·10 ³	20	
Hg, 300 эв ¹³⁹		» »	9·10 ³	17	
Hg, 900 эв ¹⁴⁰		» »	1	84	
Hg, 6,75 эв ¹⁴¹		» »	1,5·10 ⁵	27	
Спиновый обмен:					
Поляризованные атомы K ¹⁴²	2,5·10 ⁷	Импульсный	6·10 ⁴	10	Частота повторения 100—2000 гу; длительность импульса 1 мксек
Автоэмиссия:					
Намагниченный Ni ⁸⁸	6·10 ¹⁰	Постоянный ток	9·10 ⁴	13	Магнитное поле 10 кэ
Пленка EuS на W ¹³³		Импульсный		89	Магнитное поле 20 кэ; длительность импульса 250 мксек; частота повторения 0,1—0,5 гу
Оптическая накачка:					
Разряд в He ¹⁴³	2,5·10 ¹³	Постоянный ток	4·10 ⁷	8	Магнитное поле 5 э
Эффект Фано: Cs ¹⁴⁴	2·10 ⁸	» »	3·10 ²	81	
Фотоионизация:					
Поляризованные атомы K ¹⁴⁵	10 ⁹	Импульсный	2·10 ⁶	55	Эмиттанс 2 мрад·см при 120 кэв; частота повторения 50 гу; длительность импульса 15 мксек
Поляризованные атомы Li ¹³⁸	2·10 ⁹	Импульсный	2·10 ⁸	78	Эмиттанс 1 мрад·см при 100 кэв; частота повторения 10 гу; длительность импульса 1,5 мксек
Фотоэмиссия:					
Fe ²⁵		Постоянный ток		54	Магнитное поле 30 кэ
EuO ¹³⁵		Импульсный	3·10 ⁹ 4·10 ⁸	58	Магнитное поле 20 кэ Эмиттанс 7 мрад·см при 70 кэв

нейшее направление развития этих работ должно заключаться в улучшении качества образцов и контроля их свойств. Большинство результатов приведенных экспериментов получены на образцах в виде пленок. Несмотря на сверхвысокий вакуум в установках для измерения поляризации, несовершенство образцов при таком способе их изготовления должно сильно сказываться на результатах. Поэтому принципиальные качественные выводы и, тем более, количественные сравнения с теорией требуют убежденности в совпадении свойств образцов со свойствами монокристаллов соответствующих веществ. Задача эта вполне осуществима.

Наиболее интересным продолжением подобных экспериментов для ферромагнетиков группы железа представляется измерение поляризации и распределения фотоэлектронов по энергии ниже и выше точки Кюри. Измерение поляризации фотоэлектронов из редкоземельных магнетиков, безусловно, поможет изучению еще многих тонких явлений в этих интересных системах. Дальнейшее развитие измерений поляризации фотоэлектронов связано также с продвижением в сторону больших энергий фотонов. Это значительно расширит возможности метода и позволит, в частности, измерять поляризацию фотоэлектронов по всей зоне, не прибегая к цезированию. Наиболее перспективным в этом смысле является применение в подобных опытах синхротронного излучения, что уже с успехом проделано в опытах по фотоэффекту. В ближайшее время следует также ожидать появления результатов первых экспериментов с применением источника поляризованных фотоэлектронов.

Автор искренне признателен Д. Б. Диатроптову и С. П. Капице за идею написания данного обзора и за поддержку во время этой работы.

Институт физических проблем
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. F. Derbenwick, D. T. Pierce, W. E. Spicer, Meth. Exper. Phys. **11**, 67 (1974).
2. W. E. Spicer, J. de Phys. **34**, C6-19 (1973).
3. D. E. Eastman, *ibid.* **32**, C1-293, (1971).
4. D. E. Eastman, E. Holtzberg, S. Methfessel, Phys. Rev. Lett. **23**, 226 (1969).
5. D. T. Pierce, W. E. Spicer, Phys. Rev. **B6**, 1787 (1972).
6. M. M. Traum, N. V. Smith, F. J. Di Stefano, Phys. Rev. Lett. **32**, 1241 (1974).
7. E. Fues, H. Hellmann, Phys. Zs. **31**, 465 (1930).
8. Х. Тольхук, УФН **63**, 761 (1957).
9. P. S. Farago, Adv. Electron. Phys. **21**, 1 (1965).
10. M. Campagna, D. T. Pierce, K. Sattler, H. C. Siegmann, J. de Phys. **34**, C6-87 (1973).
11. E. S. Dayhoff, J. Appl. Phys. **30**, 234S (1959).
12. W. Pong, R. Sumida, G. Moore, *ibid.* **41**, 1869 (1970).
13. D. E. Eastman, W. D. Grobman, Phys. Rev. Lett. **30**, 177 (1973).
14. D. T. Pierce, H. C. Siegmann, Phys. Rev. **B9**, 4035 (1974).
15. D. Walsh, Phys. Lett. **A24**, 724 (1967).
16. G. Busch, M. Campagna, H. C. Siegmann, J. Appl. Phys. **41**, 1044 (1970).
17. G. Obermair, Zs. Phys. **217**, 91 (1968).
18. B. A. Politzer, P. H. Cutler, Phys. Rev. Lett. **28**, 1330 (1972).
19. H. A. Fowler, L. Marton, H. L. Quinn, Bull. Amer. Phys. Soc. **3**, 264 (1958).
20. H. A. Fowler, L. Marton, *ibid.* **4**, 235 (1959).
21. R. L. Long, V. W. Hughes, J. S. Greenberg, D. Ames, R. L. Christensen, *ibid.* **6**, 265 (1961).
22. R. L. Long, V. W. Hughes, J. S. Greenberg, D. Ames, R. L. Christensen, Phys. Rev. **A138**, 1630 (1965).
23. А. Б. Ваганов, Д. Б. Диатроптов, ЖЭТФ **54**, 1333 (1968).

24. А. Б. Ваганов, Д. Б. Диатроптов, ФТТ 16, 2145 (1974).
25. G. Busch, M. Campagna, H. C. Siegmann, Phys. Rev. B4, 746 (1971).
26. G. Busch, M. Campagna, P. Cotti, H. C. Siegmann, Phys. Rev. Lett. 22, 597 (1969).
27. U. Bänninger, G. Busch, M. Campagna, H. C. Siegmann, ibid. 25, 585 (1970).
28. G. Busch, M. Campagna, D. T. Pierce, H. C. Siegmann, ibid. 28, 611 (1972).
29. H. Alder, M. Campagna, H. Siegmann, Phys. Rev. B8, 2075 (1973).
30. K. Sattler, H. C. Siegmann, Phys. Rev. Lett. 29, 1565 (1972).
31. D. T. Pierce, H. C. Siegmann, AIP Conf. Proc. 18 (pt. 2), 1393 (1974).
32. G. Busch, M. Campagna, H. C. Siegmann, Sol. State Comm. 7, 775 (1969).
33. Н. Мотт, Г. Месси, Теория атомных столкновений, М., ОНТИ, 1936.
34. N. Sherman, Phys. Rev. 103, 1601 (1956).
35. C. B. O. Mohr, L. J. Tassie, Proc. Phys. Soc. A67, 711 (1954).
36. G. Holzwarth, H. J. Meister, Nucl. Phys. 59, 56 (1964).
37. П. Е. Спивак, Л. А. Микаэлян, ЖЭТФ 41, 1064 (1961).
38. Л. А. Микаэлян, А. А. Боровой, Э. И. Денисов, ЖЭТФ 44, 1162, (1963).
39. J. Van Klinken, Nucl. Phys. 75, 161 (1966).
40. H. Wegener, Zs. Phys. 151, 252 (1958).
41. H. Wegener Bull. Amer. Phys. Soc. 5, 238 (1960).
42. G. Busch, M. Campagna, F. Hulliger, H. C. Siegmann, J. Phys. and Chem. Sol. 32, 2173 (1971).
43. G. Busch, M. Campagna, H. C. Siegmann, Intern. J. Magnet. 4, 25 (1973).
44. L. Liebermann, J. Clinton, D. M. Edwards, J. Mathon, Phys. Rev. Lett. 25, 232 (1970).
45. R. E. De Wames, L. A. Vredevoe, ibid. 18, 853 (1967).
46. R. E. De Wames, L. A. Vredevoe, ibid. 23, 123 (1969).
47. D. M. Campbell, H. M. Brash, P. S. Farago, Phys. Lett. A36, 449 (1971).
48. A. J. Blodgett, W. E. Spicer, Phys. Rev. Lett. 15, 29 (1965).
49. Л. Н. Добрецов, М. В. Гомоюнова, Эмиссионная электроника М., «Наука», 1966.
50. E. I. Zornberg, Phys. Rev. B1, 244 (1970).
51. L. Hodges, H. Ehrenreich, N. D. Lang, ibid. 152, 505 (1966).
52. J. W. Connolly, ibid. 159, 415 (1967).
53. Y. Baer, P. F. Heden, J. Hedman, M. Klasson, C. Nordling, K. Siegbahn, Phys. Scripta 1, 55 (1970).
54. D. E. Eastman, Sol. State Comm. 8, 41 (1970).
55. H. Kanter, Phys. Rev. B1, 522 (1970).
56. C. R. Crowell, W. G. Spitzer, L. E. Howerth, E. E. LaBale, ibid. 127, 2006 (1962).
57. C. N. Berglund, W. E. Spicer, ibid. A136, 1030, 1044 (1964).
58. H. Ehrenreich, H. R. Philipp, D. J. Olechna, ibid. 131, 2469 (1963).
59. E. O. Kane, ibid. 159, 624 (1967).
60. U. Gradmann, Ann. d. Phys. 17, 91 (1966).
61. J. W. Mathews, J. L. Crawford, Thin Sol. Films 5, 187 (1970).
62. J. L. Erskine, E. A. Stern, Phys. Rev. Lett. 30, 1329 (1973).
63. C. S. Fadley, D. A. Shirley, in: Symposium on Electronic Density of States, Gaithersburg, November 3—6, 1969.
64. E. P. Wolfarth, Rev. Mod. Phys. 25, 211 (1953).
65. E. P. Wolfarth, in: Proc. of the Nottingham Conference on Magnetism (1964), Lnd., The Institute of Physics and Physical Society, 1965, p. 51.
66. J. C. Phillips, J. Appl. Phys. 39, 755 (1968).
67. D. T. Pierce, W. E. Spicer, Phys. Rev. Lett. 25, 581 (1970).
68. J. E. Rowe, J. C. Tracy, ibid. 27, 799 (1971).
69. N. V. Smith, M. M. Traum, ibid., p. 1388.
70. J. Callaway, C. S. Wang, Phys. Rev. B7, 1096 (1973).
71. C. S. Wang, J. Callaway, ibid. B9, 4897 (1974).
72. K. J. Duff, T. P. Das, ibid. B3, 192 (1971).
73. S. Wakoh, J. Yamashita, J. Phys. Soc. Japan 21, 1712 (1966).
74. M. Yasui, E. Hayashi, M. Shimizu, ibid. 34, 192, (1973).
75. K. C. Wong, E. P. Wolfarth, D. M. Hum, Phys. Lett. A29, 452 (1969).
76. S. Wakoh, J. Yamashita, J. Phys. Soc. Japan 28, 1151 (1970).
77. Г. П. Пынько, В. Г. Пынько, А. С. Комалов, ФММ 31, 420 (1971).
78. E. P. Wolfarth, Phys. Lett. A36, 131 (1971).

79. O. Johnson, Sol. State Comm. **14**, 751 (1974).
80. T. Murao, Phys. Lett. **A42**, 138 (1972).
81. P. W. Anderson, Phil. Mag. **24**, 203 (1971).
82. W. Baltensperger, Helv. Phys. Acta **45**, 203 (1972).
83. S. Doniach, AIP Conf. Proc. **5**, 549 (1972).
84. U. Brandt, Zs. Phys. **244**, 217 (1971).
85. D. M. Edwards, J. A. Hertz, Phys. Rev. Lett. **28**, 1334 (1972).
86. P. M. Tedrow, R. Meservey, *ibid.* **26**, 192 (1971).
87. P. M. Tedrow, R. Meservey, Sol. State Comm. **11**, 333 (1972).
88. W. Gleich, G. Regenfus, R. Sizmann, Phys. Rev. Lett. **27**, 1066 (1971).
89. N. Müller, H. C. Siegmänn, G. Obermair, Phys. Lett. **A24**, 733 (1967).
90. M. Hoffmann, G. Regenfus, O. Schärpf, P. J. Kennedy, *ibid.* **A25**, 270.
91. G. Chrobok, M. Hoffmann, G. Regenfus, *ibid.* **A26**, 551 (1968).
92. U. Banninger, G. Busch, M. Campagna, H. C. Siegmänn, J. de Phys. **32**, C1-290 (1971).
93. А. И. Губанов, ФТТ **2**, 502 (1960).
94. K. Tamura, H. Endo, Phys. Lett. **A29**, 52 (1969).
95. W. Felsch, Zs. Phys. **219**, 280 (1969).
96. W. Felsch, Zs. angew. Phys. **30**, 275 (1970).
97. W. Baltensperger, J. Appl. Phys. **41**, 1052 (1970).
98. J. O. Dimmock, A. J. Freeman, R. E. Watson, in: Optical Properties and Electronic Structure of Metals and Alloys, Ed. F. Abeles, Amsterdam, North-Holland, 1966, p. 237.
99. J. O. Dimmock, Sol. State Phys. **26**, 223 (1971).
100. A. J. Blodgett, W. E. Spicer, A.Y.-C. Yu, цит. в ⁹⁸ сборник, p. 246.
101. Р. Л. Немченко, С. Е. Страковская, А. Н. Титенский, ФТТ **11**, 2692 (1969).
102. З. Метфессель, Д. Маттисс, Магнитные полупроводники, перев. под ред. С. В. Вонсовского, М., «Мир», 1972.
103. K. Sattler, H. C. Siegmänn, Phys. Rev. Lett. **29**, 1565 (1972).
104. G. Busch, P. Cotti, P. Munz, Sol. State Comm. **7**, 795 (1969).
105. D. E. Eastman, F. Holtzberg, S. Methfessel, Phys. Rev. Lett. **23**, 226 (1969).
106. P. Wachter, J. Wullschliager, J. Phys. and Chem. Sol. **33**, 939 (1972).
107. S. von Molnar, IBM J. Res. and Develop. **14**, 269 (1970).
108. S. von Molnar, T. Kasuya, Phys. Rev. Lett. **21**, 1757 (1968).
109. G. Busch, M. Campagna, H. C. Siegmänn, AIP Conf. Proc. **5**, 575 (1972).
110. D. E. Eastman, M. Kuznietz, J. Appl. Phys. **42**, 1396 (1971).
111. D. E. Eastman, M. Kuznietz, Phys. Rev. Lett. **26**, 846 (1971).
112. E. Bayer, W. Zinn, Zs. angew. Phys. **32**, 83 (1971).
113. Г. М. Логинов, В. М. Сергеева, М. Ф. Брыжина, ЖЭТФ **59**, 1948 (1970).
114. G. Busch, M. Campagna, H. C. Siegmänn, J. Appl. Phys. **42**, 1779 (1972).
115. G. Busch, M. Campagna, H. C. Siegmänn, *ibid.*, p. 1781.
116. R. Suhrmann, G. Wedler, Zs. angew. Phys. **14**, 70 (1962).
117. G. Wedler, C. Wolfing, P. Wissman, Surf. Sci. **24**, 302 (1971).
118. G. Güntherodt, P. Wachter, D. M. Imboden, Phys. kondens. Materie **12**, 292 (1971).
119. N. F. Mott, E. A. Davis, Electronic Processes in Non-crystalline Materials, Oxford, Clarendon Press, 1971.
120. E. A. Davis, N. F. Mott, Phil. Mag. **22**, 903 (1970).
121. G. Busch, P. Junod, P. Schwob, O. Vogt, F. Hulliger, Phys. Lett. **9**, 7 (1964).
122. B. G. Bagley, F. J. Di Salvo, J. V. Wasczak, Sol. State Comm. **11**, 89 (1972).
123. D. T. Pierce, W. E. Spicer, Phys. Rev. **B5**, 3017 (1972).
124. W. E. Spicer, T. M. Donovan, J. Non-Crystal. Sol. **2**, 66 (1970).
125. J. A. Van Vechten, Sol. State Comm. **11**, 7 (1972).
126. M. H. Brodsky, R. S. Title, Phys. Rev. Lett. **23**, 581 (1969).
127. К. А. Нейребауэр, в кн. Физика тонких пленок, т. 2, М., «Мир», 1967 стр. 13.
128. M. Campagna, K. Sattler, H. C. Siegmänn, AIP Conf. Proc. **18** (pt.2), 1388 (1974).
129. M. Campagna, K. Sattler, H. C. Siegmänn, Helv. Phys. Acta **47** 27 (1974).
130. T. R. McGuire, B. E. Argyle, M. W. Schäfer, J. S. Smart, J. Appl. Phys. **34**, 1345 (1963).
131. D. E. Eastman, Phys. Rev. **B8**, 6027 (1973).

- 132. J. S. Helman, H. C. Siegmann, Sol. State Comm. 13, 891 (1973).
- 133. N. Muller, W. Eckstein, W. Heiland, W. Zinn, Phys. Rev. Lett. 29, 1651 (1972).
- 134. F. Meier, D. T. Pierce, K. Sattler, Sol. State Comm. 16, 401 (1975).
- 135. E. Garwin, F. Meier, D. T. Pierce, K. Sattler, H. C. Siegmann, Nucl. Instr. and Meth. 120, 483 (1974).
- 136. K. Sattler, H. C. Siegmann, AIP Conf. Proc. 10, 1274 (1973).
- 137. K. Sattler, H. C. Siegmann, в кн. Труды Международной конференции по магнетизму (МКМ-73), т. 5, М., «Наука», 1974, стр. 139.
- 138. V. W. Hughes, R. L. Long, M. S. Lubell, M. Posner, W. Raith, Phys. Rev. A5, 195 (1972).
- 139. H. Steidl, E. Reichert, H. Deichsel, Phys. Lett. 17, 31 (1965).
- 140. K. Jost, J. Kessler, Phys. Rev. Lett. 15, 575 (1965).
- 141. M. Wilmers, R. Hang, U. Deichsel, Zs. angew. Phys. 27, 204 (1969).
- 142. P. S. Farago, H. C. Siegmann, Phys. Lett. 20, 279 (1966).
- 143. M. V. McGusker, L. L. Hatfield, G. K. Walters, Phys. Rev. A5, 177 (1972).
- 144. U. Heinzmann, J. Kessler, J. Lorenz, Phys. Rev. Lett. 25, 1325 (1970).
- 145. G. Baum, U. Koch, Nucl. Instr. and Meth. 71, 189 (1969).
- 146. L. A. Vredevoe, R. E. DeWames, Phys. Rev. 176, 684 (1968).
- 147. H. C. Siegmann, Phys. Rept. C17, 39 (1975).
- 148. F. Meier, W. Eib, D. T. Pierce, Sol. State Comm. 16, 1089 (1975).
- 149. K. Sattler, H. C. Siegmann, Zs. Phys. B20, 289 (1975).
- 150. S. F. Alvarado, W. Eib, F. Meier, D. T. Pierce, H. C. Siegmann, J. P. Remeika, Phys. Rev. Lett. 34, 319 (1975).
- 151. S. F. Alvarado, W. Eib, H. C. Remeika, ibid. 35, 860.
- 152. О. Б. Соколов, В. К. Финашкин, Е. А. Туров, в кн. Всесоюзная конференция по физике магнитных явлений. Тезисы докладов, Баку, «Элм», 1975, стр. 25.
- 153. E. L. Garwin, D. T. Pierce, H. C. Siegmann, Helv. Phys. Acta 47, 393 (1974).
- 154. D. T. Pierce, F. Meier, P. Zürcher, Phys. Lett. A51, 465 (1975).