

С 349.1

В-191

18 X 1967

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3 - 3418



Б.В. Васильев

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

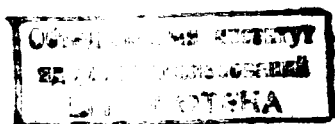
ВОЗДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ  
НА КОЭРЦИТИВНУЮ СИЛУ  
МОЛИБДЕНОВОГО ПЕРМАЛЛОЯ

1967.

3 - 3418

Б.В. Васильев

ВОЗДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ  
НА КОЭРЦИТИВНУЮ СИЛУ  
МОЛИБДЕНОВОГО ПЕРМАЛЛОЯ



Как показано в работах <sup>/1,2,3/</sup>, коэрцитивная сила железо-никелевых сплавов чувствительна к воздействию нейтронного облучения.

Данные исследования были посвящены изучению влияния изохронного отжига на коэрцитивную силу молибденового пермаллоя, облученного нейтронами в ядерном реакторе.

### 1. Образцы и их приготовление

Исследования проводились на образцах, длина которых равнялась двадцати миллиметрам. Эксперименты со значительно более длинными образцами весьма трудны, и поэтому для того, чтобы уменьшить размагничивающий фактор, каждый образец составлялся из 30 проволочек диаметром 48 микрон, разделенных друг от друга примерно 50-микронным слоем окиси магния. Однако даже при таких размерах полностью пренебрегать влиянием размагничивающего поля торцов образца было нельзя. Как показали эксперименты, влияние приводило к заметному уменьшению остаточной индукции образцов. Для предохранения от механических повреждений проволочки помещались в капилляр из окиси бериллия с внутренним диаметром 0,4 мм и с толщиной стенки в 0,2 мм. В данном случае окись бериллия удовлетворяет всем требованиям, налагаемым экспериментом, — являясь слабопарамагнитным диэлектриком, она хорошо проводит тепло, механически прочна, позволяет производить отжиг образцов при высоких температурах и слабо активизируется в реакторе <sup>/4/</sup>. Приготовленные таким методом образцы отжигались при температуре 1200°С в атмосфере

водорода в течение двух часов. Различные образцы отличались друг от друга по магнитным характеристикам не более чем на 10%.

Для облучения образцы запаивались в герметичную алюминиевую ампулу, которая помещалась в канал реактора, где охлаждалась циркулирующей водой, имевшей температуру, близкую к  $30^{\circ}\text{C}$ . Облучение производилось в активной зоне двух различных реакторов с потоками примерно равными  $10^{12}$  и  $8 \cdot 10^{12}$   $\frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \text{сек}}$ . Как показали результаты экспериментов, температура образцов во время облучения была близка к температуре охлаждавшей их воды.

Облучение образцов производилось различными интегральными потоками быстрых нейтронов от  $6 \cdot 10^{16}$  до  $2,9 \cdot 10^{17}$   $\frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2}$ .

Облученные образцы некоторое время "высвечивались", а затем производились измерения коэрцитивной силы при изохронном отжиге. Изохронный отжиг проводился следующим образом: образцы выдерживались при температуре отжига в течение одного часа в атмосфере водорода и медленно охлаждались. Во время отжига с помощью терморегулятора температура образцов поддерживалась с точностью до  $1^{\circ}\text{C}$ . Время отжига было выбрано экспериментально. Измерения коэрцитивной силы производились при комнатной температуре.

## II . Автоматический вибрационный магнетометр

Для исследования магнитных характеристик пермаллоя применялся вибрационный магнетометр /5-9/, в данном случае обладающий рядом преимуществ по сравнению с другими методами.

В вибрационном магнетометре образец помещался в постоянное магнитное поле и приводился каким-либо способом в колебательное движение. Колеблющийся магнитный момент создает в пространстве осциллирующее магнитное поле; на некотором расстоянии от образца расположена приемная катушка, магнитный поток через которую изменяется при колебаниях образца. При этом в приемной катушке возникает переменная э.д.с., зависящая от амплитуды колебаний, частоты колебаний, магнитного момента образца и взаимного расположения образца и приемной катушки:

$$\epsilon_1 = - \frac{d\Phi}{dt} = k_1 A \omega M \sin \omega t, \quad (1)$$

где  $A, \omega$  - амплитуда и частота колебаний,  $k$  - коэффициент, зависящий от взаимного расположения образца и катушки,  $M$  - магнитный момент образца. Из формулы (1) видно, что э.д.с., возникающая в приемной катушке, линейно зависит от величины магнитного момента образца. Если коэффициенты  $k, A, \omega$  останутся постоянными, то амплитуда  $\epsilon_1$  может быть мерой магнитного момента образца.

То, что для насыщения пермаллоя необходимы сравнительно небольшие поля (10 эрстед), определило конструктивные особенности описываемого магнетометра. Для создания поля использовался соленоид (50 000 витков) длиной 30 см и с внутренними диаметром 3 см. Направление колебаний образца было параллельно приложенному полю.

Согласно (1), величина сигнала, индуцируемого в приемной катушке, зависит не только от величины магнитного момента образца, но и от амплитуды колебаний, от их частоты и взаимного расположения приемной катушки и образца, а измеряемое напряжение зависит также от величины коэффициента усиления и линейности регистрирующей схемы. Все эти величины в течение длительного эксперимента трудно сохранить неизменными, поэтому точность при таком способе измерения невелика.

В описываемом магнетометре, как и в <sup>15/</sup>, был применен компенсационный метод, позволяющий исключить большинство факторов, снижающих точность измерений. Этот метод заключается в том, что кроме приемной катушки, измеряющей магнитный поток образца, в схему включается еще одна приемная катушка и эталонный образец, колеблющийся синхронно с измеряемым образцом. Обе приемные катушки соединяются последовательно и встречно, а сумма их сигналов подается на вход усилителя. В данном случае роль эталонного образца выполняла небольшая катушка, через которую пропускался постоянный ток.

ЭДС в приемной катушке эталонного образца аналогично (1) можно записать в виде

$$\epsilon_2 = k_2 A \omega I \sin \omega t, \quad (2)$$

где  $k_2$  - постоянный коэффициент связи,  $I$  - ток, проходящий через эталонную катушку.

Ток  $I$  в эталонной катушке подбирается таким, чтобы сигналы двух приемных катушек компенсировали друг друга. При выполнении условия

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 \quad (3)$$

ток  $I$  измеряется. Подставляя (1) и (2) в (3), получим:

$$M = \frac{k_2}{k_1} I, \quad (4)$$

т.е. в момент компенсации ток через эталонную катушку прямо пропорционален магнитному моменту образца. При этом небольшие изменения амплитуды и частоты колебаний, как показано в /5/, не влияют на результаты измерений. Несущественными оказываются также изменения коэффициента усиления и линейность всей системы, так как в этом случае она выполняет лишь роль нуль-детектора.

На рис. 1 показаны основные элементы механической части вибрационного магнетометра. Образец (14) приводится в колебательное движение при помощи динамика (2), который питается от звукового генератора. К диффузору динамика прикреплена легкая трубка (3) диаметром 4 мм и длиной 900 мм, на которой, кроме измеряемого образца, закреплена эталонная катушка (5). Динамик помещен в магнитный экран (1) (железо армко, толщина 15 мм) для уменьшения влияния магнитных полей динамика на приемные катушки. Приемная катушка эталонного образца (6) и эталонная катушка могут перемещаться в трех взаимно-перпендикулярных направлениях с помощью устройства (7), что необходимо при регулировке магнетометра. Обе катушки помещены в магнитный экран (4).

Держатель образца (13) позволяет удобно закреплять образцы цилиндрической формы и перемещать их в пределах 20 мм вдоль штанги (3). Приемная катушка измеряемого образца закреплена с помощью специального устройства (16), позволяющего закрепить одну или две приемные катушки (15) (две катушки более удобны при проведении температурных измерений) и перемещать их вдоль трех взаимно-перпендикулярных направлений, а при работе с двумя катушками это устройство дает возможность вращать их вокруг вертикальной оси, вдоль которой колеблется образец, и удалять или приближать к образцу

одновременно обе катушки. Это позволяет произвести весьма точную настройку магнетометра.

Соленоид (11), создающий постоянное поле, может перемещаться вдоль вертикальной оси, что необходимо для смены образцов. После смены образца соленоид закрепляется так, чтобы образец находился в центре соленоида, где поле наиболее однородно. Для создания больших полей (250 э) применялись кольца Гельмгольца (12). Кольца Гельмгольца и соленоид помещены в магнитный экран (8), изготовленный из технического железа. Толщина стенок экрана составляла 15 мм. Эффективность такого экрана в отношении постоянного поля можно рассчитать, согласно <sup>/10/</sup>, по формуле:

$$b_1 = 20 \lg \left( 1 + 1,33 \mu \frac{d}{D} \right), \quad (5)$$

где  $d$  - толщина стенки экрана,  $\mu$  - проницаемость материала,  $b_1$  - ослабление постоянного поля в децибеллах,  $D$  - размеры экрана.

Экранирование постоянного поля, согласно подсчету, составляло 23 дБ.

Для того чтобы определить ослабление помех, имеющих частоту 50 Гц, можно воспользоваться формулой <sup>/10/</sup>

$$b_2 = 8,7 \frac{d}{s} + 10 \lg \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{6} \frac{D}{\mu s} \right)^2 + \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{6} \frac{\mu s}{D} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где  $b_2$  - ослабление помех в децибеллах,  $s$  - глубина проникновения в данный материал электромагнитного поля с частотой 50 Гц.

В данном случае  $s = 2 \frac{1}{2}$  мм и  $b_2 = 50$  дБ.

В отсутствие магнитного экрана работа с образцами, коэрцитивная сила которых составляла сотые доли эрстеда, была бы затруднена из-за наличия этого поля и промышленных помех.

На рис. 2 изображена блок-схема электронной части магнетометра. В отличие от всех ранее описанных, данная схема обеспечивает автоматическую компенсацию сигналов измеряемого и эталонного образцов, а также запись результатов измерений на двухкоординатном самописце. Магнетометр работает следующим образом. Динамик "Д" питается от звукового генератора "ЗГ" и

приводит в колебательное движение измеряемый образец "Об" и эталонную катушку " $L_{\text{э}}$ " (частота колебаний 90 гц), которые индуцируют переменные ЭДС в приемных катушках. Приемные катушки  $L_1$  и  $L_2$  соединены последовательно так, чтобы  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  были в противофазе. Сумма этих двух сигналов (сигнал разбаланса) поступает на вход узкополосного усилителя "уу". Усиленный сигнал подается на синхронный детектор, опорное напряжение на который поступает от звукового генератора "ЗГ". Снимаемый с синхронного детектора сигнал усиливается усилителем тока "УПТ" и поступает на реверсивный двигатель "РД". Для удобства наблюдения за работой схемы параллельно с синхронным детектором к выходу узкополосного усилителя подключен осциллограф. Реверсивный двигатель при вращении перемещает подвижный контакт реохорда "Р", к концам которого подключена батарея "Б". Напряжение, снимаемое со средней точки реохорда и с подвижного контакта, подается на эталонную катушку, создавая в ней ток  $I$ , определяющий ЭДС  $\epsilon_2$ . Если сигналы приемных катушек некомпенсированы, реверсивный двигатель перемещает подвижный контакт реохорда, изменяя тем самым ток  $I$  эталонной катушки в направлении уменьшения сигнала разбаланса. При выполнении условия (3) сигнал разбаланса равен нулю и двигатель останавливается. Во время настройки автоматического магнетометра некоторое внимание было уделено уменьшению постоянной времени системы обратной связи с тем, чтобы даже при завышенном коэффициенте усиления тракта в системе компенсации не возникали автоматические колебания.

В момент компенсации ток  $I$  пропорционален магнитному моменту образца (4). Ток можно регистрировать прибором " $A_1$ ", включенным в цепь эталонной катушки, или записывать автоматически самописцем. Для этого в цепь эталонной катушки  $L_{\text{э}}$  включено эталонное сопротивление  $R_{\text{э}1}$ , и напряжение, снимаемое с этого сопротивления, подается на координату  $Y$  двухкоординатного самописца.

Для питания соленоида "С", создающего поле, намагничивающее образец, использовался генератор низкочастотных колебаний. Генератор вырабатывал напряжение треугольной формы частоты 0,001 гц. При этом поле внутри соленоида медленно изменялось от  $-27 \text{ э}$  до  $+27 \text{ э}$ . Ток соленоида можно регистрировать прибором  $A_2$ . Для автоматической записи величины поля напряжение, снимаемое с эталонного сопротивления  $R_{\text{э}2}$ , которое включено последователь-



но в цепь соленоида, подается на координату "X" самописца. Таким образом, при медленном изменении поля самописец вычерчивает всю петлю гистерезиса. Пример записи показан на рис. 3.

Компенсационный метод исключает зависимость результатов измерений от небольших изменений амплитуды и частоты колебаний и коэффициента усиления усилителя. В описываемом магнетометре изменения амплитуды колебаний образца примерно от 0,1 до 0,5 мм и частоты в пределах полосы пропускания усилителя приводили к изменениям измеряемого сигнала не более чем на 1/2%. Небольшие изменения (20%) коэффициента усиления усилителя не влияли на показания магнетометра.

На рис. 4. приведена зависимость величины сигнала образца от перемещения образца вдоль штанги. Эта зависимость имеет широкий максимум, что позволяет легко устанавливать образец в положения, при котором величина сигнала максимальна. При перемещении образца в направлениях, перпендикулярных штанге, в возможных пределах не обнаружено никакого изменения сигнала.

Чувствительность вибрационного магнетометра, ограниченная тепловыми шумами приемных катушек, может быть очень высокой ( $10^{-9}$  -  $10^{-10}$  ед. СГСМ /5/). В данной работе достижение максимальной чувствительности не являлось необходимым, поэтому чувствительность данного магнетометра была ниже и составляла  $10^{-6}$  ед. СГСМ.

Точность измерений была не хуже 1%.

Из недостатков вибрационного магнетометра надо отметить в первую очередь то, что измерения ведутся в открытой магнитной цепи.

Достоинства автоматического вибрационного магнетометра с колеблющимся образцом:

- высокая чувствительность;
- высокая точность;
- удобство измерений в однородном поле;
- большая скорость проведения измерений;
- автоматическая запись результатов.

### III. Магнитные свойства молибденового пермаллоя

#### Намагниченность насыщения молибденового пермаллоя

С помощью вибрационного магнетометра производились измерения таких магнитных свойств молибденового пермаллоя, как намагниченность насыщения, константа анизотропии поликристаллических образцов, температура Кюри, коэрцитивная сила и ее изменение под воздействием нейтронного облучения.

Для измерения намагниченности насыщения молибденового пермаллоя магнетометр градуировался по никелевому образцу (Ni 99, 99%) примерно той же формы, что и исследуемые образцы. Сложность градуировки и основной источник ошибок были заключены в том, что магнитное поле, в котором можно было проводить измерения без специальной реконструкции прибора, было недостаточно для достижения насыщения в никеле. Градуировка проводилась в поле напряженностью 215 эрстед при 20°C. Значение намагниченности насыщения никеля при этих условиях было найдено по таблицам <sup>/11/</sup>  $I_{Ni} = 415$  гаусс/см<sup>3</sup>.

Согласно <sup>/12/</sup> намагниченность пермаллоя

$$I_{\text{перм.}} = I_{Ni} \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \frac{S_{Ni}}{S_{\text{перм.}}} = 530 \frac{\text{гаусс}}{\text{см}^3} \quad (7)$$

Здесь  $S_{Ni}$  и  $S_{\text{перм}}$  - площади поперечного сечения никелевого и пермаллового образцов,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  - показания магнетометра при измерении никеля и пермаллоя соответственно.

Значение  $I_s = 530$  гаусс/см<sup>3</sup> вполне согласуется с табличными значениями намагниченности коммерческого молибденового пермаллоя <sup>/13/</sup>.

#### Константа магнитной анизотропии

Измерение констант магнитной анизотропии обычно производится на монокристаллических образцах. Однако в силу того, что при приближении к насыщению, когда намагничивание происходит за счет вращения векторов спонтанной намагниченности доменов, магнитное поле производит работу как раз против сил анизотропии, константы анизотропии могут быть измерены и на поликристаллическом образце.

Согласно <sup>/14/</sup>, константа и анизотропия для поликристаллического образца

может быть вычислена из данных измерения приближения намагниченности к насыщению по формуле:

$$I_{\text{н}} - I = \frac{8K^2}{105 I_{\text{н}} H^2} \quad (8)$$

Здесь  $I$  - намагниченность, являющаяся функцией напряженности приложенного магнитного поля  $H$ ;  $K$  - константа анизотропии. На рис. 5 показана полученная экспериментально зависимость величины  $\lg(I_{\text{н}} - I)$  как функция величины  $\lg H$ . Как видно из наклона кривой, степень, в которую должна быть возведена величина  $H$ , действительно близка к 2. Из этого можно заключать, что влияние текстуры исследуемых образцов незначительно и расчеты /14/ вполне применимы к данному случаю.

Согласно результатам измерений

$$K_{\text{перм}} = 1,7 \cdot 10^3 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3}, \quad (9)$$

что согласуется с табличными данными /13/.

Температура Кюри и константа Кюри молибденового пермаллоя

Для измерения зависимости намагниченности насыщения молибденового пермаллоя от температуры измеряемый образец помещался в печь, позволяющую получать температуру до  $700^\circ\text{C}$ . Измерение температуры производилось хромель-копелевой термопарой, величина термо э.д.с. фиксировалась показывающим прибором и подавалась на развертку по оси  $X$  двухкоординатного самописца. На развертку по оси  $Y$  подавалось напряжение, пропорциональное току компенсации. Постоянное насыщающее поле (215 эрстед) создавалось с помощью колец Гельмгольца. Результаты измерений зависимости  $I_{\text{н}} = f(T)$  приведены на рис. 6.

Согласно измерениям, температура Кюри исследуемых образцов

$$\theta = 379^\circ\text{C} = 652^\circ\text{K},$$

что согласуется с табличными данными /13/. Измерения константы Кюри в парамагнитной области показали, что константа Кюри для данного вещества

$$C = 0,3 \text{ г.град.} \quad (10)$$

Константа Кюри вычислялась с помощью формулы <sup>/13/</sup>

$$\chi = \frac{C}{T - \theta} \quad (11)$$

где  $\chi$  - восприимчивость в гс/эрс · см<sup>3</sup>.

#### IV . Коэрцитивная сила облученного молибденового пермаллоя

Как показали измерения облученных в реакторах образцов, существенных изменений коэрцитивной силы (превышающих 10-15%) после облучения не наблюдалось. Доза быстрых нейтронов изменялась от 0,6 до  $2,9 \cdot 10^{17} \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2}$ , температура образца во время эксперимента прямым способом не контролировалась, однако, можно утверждать, что она не превышала 50°C, так как облучение проводилось в двух различных реакторах, потоки быстрых нейтронов в которых отличались почти на порядок и на результаты эксперимента этот факт однозначным образом не повлиял.

Измерения в течение изохронного отжига показали, что коэрцитивная сила облученных образцов увеличивается почти в 2 раза. Контрольные образцы, которые готовились вместе с подвергавшимися облучению рабочими образцами и проходили вместе с ними все операции, за исключением облучения, изменений коэрцитивной силы, превышающих 10-15%, не показали.

Кривые, изображающие поведение коэрцитивной силы облученных образцов в процессе изохронного отжига, изображены на рис. 7.

Время отжига - 1 час было выбрано таким потому, что заметное изменение коэрцитивной силы происходило в течение первых 10-20 минут при всех температурах отжига (рис. 8).

При изучении зависимости коэрцитивной силы облученных образцов от температуры изохронного отжига было обнаружено также, что одновременно с увеличением коэрцитивной силы идет уменьшение остаточной индукции, причем вид этой зависимости подобен виду кривых, изображенных на рис. 7, и минимальное значение остаточной индукции лежит в диапазоне температур 300 - 325°C.

В силу того, что для исследованных образцов влиянием размагничивающего поля пренебречь было нельзя, а учесть это влияние с достаточной степенью точности не представляется возможным, количественные измерения этого эффекта нельзя считать достоверными.

#### V. Некоторые вопросы теории воздействия нейтронного облучения на магнитные свойства молибденового пермаллоя

Для понимания природы воздействия нейтронного облучения на магнитные свойства магнито-мягких материалов, на наш взгляд, должны быть объяснены следующие экспериментально полученные факты: 1) отсутствие воздействия нейтронного облучения на магнитные свойства в том случае, когда температура облученного образца не превышала  $100^{\circ}\text{C}$ ; 2) изменение коэрцитивной силы молибденового пермаллоя после отжига при температурах  $150-500^{\circ}\text{C}$ ; 3) появление и величина максимума коэрцитивной силы, наблюдаемого при отжиге облученных образцов; 4) зависимость изменения коэрцитивной силы от дозы нейтронного облучения. Такое объяснение можно получить, рассмотрев вопросы:

1. Образование дефектов кристаллической решетки под действием нейтронного облучения и поведение их при отжиге.

2. Коэрцитивная сила магнитомягкого материала, содержащего дефекты решетки.

#### 1. Образование дефектов кристаллической решетки под действием нейтронного облучения

На кристаллическую решетку неделящихся материалов действуют, в основном, быстрые нейтроны, сталкиваясь с ядрами атомов решетки и передавая им импульс и энергию. Для эффективного изучения действия нейтронного облучения на вещество необходимо хорошо знать поток и энергетический спектр нейтронов. Однако при облучении в реакторе потоки быстрых нейтронов частот известны весьма приближенно, и расчеты радиационных эффектов не всегда поэтому точны.

Проникая вглубь кристаллической решетки, быстрые нейтроны вызывают существенные изменения различных свойств твердых тел. Однако эти изменения носят сложный характер и до сих пор нет законченной теории радиационных эффектов.

Используя некоторые упрощения, Зейтц /15/ создал теорию радиационных повреждений, выводы которой качественно совпадают с экспериментальными результатами. Позже, в работах других авторов /16,17,18/ эта теория получила дальнейшее развитие.

Основные допущения этой теории следующие:

- все взаимодействия бинарны;
- все столкновения происходят между движущимся атомом и атомом, который до этого находился в покое;
- предполагается, что атомы расположены статистически.

Для того чтобы атом в кристаллической решетке сместился из равновесного положения в междузлие, ему должна быть сообщена некоторая минимальная энергия для преодоления энергетического барьера.

Расчеты и результаты экспериментов показывают, что для большинства веществ эта энергия близка к 25 эв /18,19/. Поэтому в расчетах радиационных повреждений для всех веществ принимают  $E_d = 25$  эв, и изменяют это значение только в том случае, если другое значение  $E_d$  следует непосредственно из эксперимента. Вероятно, величина  $E_d$  зависит от вещества, направления смещения атома в кристаллической решетке и других факторов и в будущем, возможно, будут произведены более точные расчеты.

Столкновения нейтронов с ядрами атомов кристаллической решетки считаются простыми столкновениями типа твердых шаров. Поэтому энергетический спектр атомов отдачи, испытавших столкновения с нейтронами, дается уравнением /17/ :

$$N(E) dE = \frac{dE}{E_{\max}} \quad (0 \leq E \leq E_{\max}).$$

Здесь  $E_{\max}$  - максимальная энергия, передаваемая атому решетки быстрым нейтроном, определяемая уравнением:

$$E_{\max} = \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E, \quad (12)$$

где  $M_1$  и  $E_n$  - масса и энергия нейтрона,  $M_2$  - масса атома решетки. Энергетический спектр нейтронов в реакторе простирается от 0 до 15 Мэв.

Расчет числа смещенных атомов обычно производится в предположении, что все нейтроны обладают эффективной энергией в интервале 1-2 Мэв,

Тогда средняя энергия первично выбитого атома согласно /20/:

$$\bar{E} = \frac{4}{A} f \text{ Мэв.} \quad (13)$$

Здесь  $A$  - атомный вес вещества мишени, а  $f$  - безразмерный коэффициент, учитывающий анизотропию рассеяния нейтронов в кристалле. Для никеля и железа  $f = 0,6$  /20/.

Такой расчет показывает, что быстрый нейтрон с энергией 1 Мэв в среднем при столкновении передает атому решетки энергию  $\approx 10000$  эв. Приобретая столь большую энергию, более легкие атомы (например, алюминий) оказываются ионизованными и часть энергии теряют на ионизацию других атомов среды. Более тяжелые атомы теряют энергию, в основном, за счет соударений с другими атомами решетки, создавая смещенные атомы 2, 3 и т.д. поколений /15/.

Расчет /21/ показывает, что полное число смещенных атомов  $N_d$ , приходящееся на каждый быстрый нейтрон, равно:

$$N_d = \frac{E_{max}}{4 E_d} \quad (14)$$

Для железа и никеля количество смещенных атомов на один нейтрон энергии 1 Мэв близко к 400. Экспериментальное определение числа смещенных атомов, проведенное в работах /22,23,24/, подтверждает эти расчеты.

Таким образом, нейтронное облучение создает в веществе, в основном, точечные дефекты, т.е. вакансии и внедренные атомы.

Образование вакансии в кристалле приводит к некоторому сближению атомов, окружающих ее, что дает возможность считать энергию образования вакансии равной ее поверхностной энергии, т.е.  $\approx \sigma v$ , где  $\sigma$  - поверхностное натяжение.

Внедрение промежуточного атома должно приводить или к увеличению размеров элементарной ячейки примерно в 3 раза, при сохранении ее конфигурации, или к такому искажению формы ячейки, при котором, вероятно, нарушится стабильность окружения /25/. Энергетически более выгодным является образование

краудина, т.е. совокупности  $n + 1$  атомов вдоль оси кристалла вместо  $n$  атомов в идеальном кристалле. Для гранецентрированных кристаллов устойчивым может быть также гантельное положение внедренного атома /26/.

При повышении температуры точечные дефекты начинают мигрировать. Как показали многочисленные эксперименты /16/, при повышении температуры могут происходить различные процессы: рекомбинация вакансий и внедренных атомов при достаточном их сближении, захват точечных дефектов дислокациями, образование комплексов точечных дефектов и т.д.

Однако результаты некоторых экспериментов, проведенных даже при самых низких температурах, не могут быть объяснены образованием только точечных дефектов. Некоторые из них можно понять, учитывая описанные Бриккеном /27/ "пики смещения".

В реальных кристаллах характер соударений, по-видимому, более сложный. Кроме смещающих столкновений возможны также замещающие столкновения, т.е. столкновения, при которых ударяющая частица после столкновения имеет энергию меньше  $E_d$  и остается на месте выбитой. Некоторые эксперименты, например, "математические" /28/ указывают на то, что соударения в кристаллической решетке анизотропны. Однако в настоящее время можно считать доказанным, что взаимодействие быстрых нейтронов с кристаллической решеткой металлов приводит, в основном, к образованию в последней точечных дефектов типа пар Френкеля.

## 2. Некоторые вопросы поведения неравновесных дефектов в твердом теле

Образованные при облучении единичные дефекты - вакансии и промежуточные атомы - остаются неизменными лишь в том случае, если облучение велось при достаточно низких температурах, когда подвижность дефектов сильно ограничена. Для многих металлов эта температура не превышает трех-четырех десятков абсолютных градусов /25/. Исследования отжига дополнительного обусловленного облучением, электрического сопротивления металлов /16,17/ показали, что дополнительное сопротивление, возникающее за счет рассеяния электронов на точечных дефектах решетки, полностью отжигается при температуре значительно более низкой, чем комнатная.



Если температура достаточно велика, чтобы обеспечить подвижность дефектов в кристаллической решетке, то они испытывают ряд превращений. Во-первых, вакансии и промежуточные атомы при встрече могут аннигилировать. К сожалению, нет достоверных количественных данных о числе аннигилирующих дефектов, однако расчет показывает, что в никеле, облученном интегральным потоком быстрых нейтронов  $10^{17}$  н/см<sup>2</sup>, за счет аннигиляции исчезает не более 10% всех точечных дефектов.

Как вакансии, так и промежуточные атомы могут при миграции выходить на поверхность тела или на границы кристаллов. В этом случае они перестают существовать как внутренние дефекты. Однако, выходя на границу зерен или блоков, они меняют форму зерна, вызывают появление пустот, создают пограничную пористость.

Некоторые исследователи <sup>/25/</sup> считают, что стоком точечных дефектов могут служить дислокации, всегда присутствующие в металлах. В этом случае адсорбция дефектов приводит к закреплению дислокаций за счет образования "зубов", если дефект адсорбируется на осевой линии дислокации, или к созданию вблизи дислокации так называемой атмосферы Коттрелла <sup>/29/</sup>. Однако эти процессы, вероятно, играют главную роль в монокристаллических образцах, в то время как в хорошо отожженных поликристаллах, с размерами зерна порядка 10 мк, суммарная поверхность зерен ( $a$ , следовательно, и вероятность адсорбции дефекта) хотя бы на порядок превышает эффективную площадь захвата дефекта дислокациями.

Рассмотрим эти процессы подробнее. Естественнее предположить, что в решетке с избыточными дефектами происходит кристаллизация дефектов (примесей). Однако кристаллизация промежуточных атомов ведет к некоторому изменению формы зерна или появлению новых блоков, в то время как "кристаллизация" вакансий означает рост "отрицательных" кристаллов - пор, являющихся немагнитными включениями.

Равновесная концентрация точечных дефектов в кристаллической решетке может быть найдена из условия минимума общей свободной энергии слабых растворов вакансий и промежуточных атомов в решетке <sup>/30/</sup>.

$$F = N_0 \{ \xi u_v + c u_m + k T [ \xi (\ln \xi - 1) + c (\ln c + 1) ] \}, \quad (15)$$

где  $u_B$  и  $u_M$  — энергия образования вакансии и атома в междоузлии;  $\xi$  и  $c$  — концентрация вакансий и междоузельных атомов;  $N_0$  — число узлов решетки в единице объема;  $k$  — константа Больцмана;  $T$  — температура  $^{\circ}\text{K}$ . Из условий

$$\frac{\partial F}{\partial \xi} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial c} = 0 \text{ следует:}$$

$$\xi_0 \approx e^{-\frac{u_B}{kT}} \quad (16)$$

$$c \approx e^{-\frac{u_M}{kT}} \quad (17)$$

Разница между  $\xi_0$  и  $c_0$  существенна и определяется значительным различием энергии образования соответствующих точечных дефектов. Так, из расчетов Хантингтона<sup>/31/</sup> следует, что энергия образования внедренного атома в меди должна составлять 5,1–6,1 эв, в то время как энергия образования вакансии 1–1,2 эв.

В некоторых случаях в кристаллической решетке истинная концентрация дефектов может значительно превосходить равновесную. Методом внесения дозируемых количеств неравновесных дефектов в кристаллическую решетку является облучение кристалла частицами высокой энергии, в частности, нейтронами.

Определим величину пересыщения кристаллической решетки вакансиями как:

$$\Delta = \xi - \xi_0 \quad (18)$$

Здесь  $\xi$  — истинная концентрация дефектов,  $\xi_0$  — равновесная концентрация.

Одна из причин, обуславливающих отклонение концентрации вакансий от равновесной, — наличие в образце выпуклых и вогнутых поверхностей<sup>/32/</sup>.

Количественно связь между величиной

$$\Delta_s = \xi_s - \xi_0 \quad (19)$$

( $\xi_s$  — концентрация вакансий вблизи поверхности с радиусом кривизны  $r$ ) и  $r$  — впервые была указана Пинесом<sup>/33/</sup>. Он обратил внимание на то, что соотношение Томсона–Гиббса, определяющее избыточное давление пара ( $\Delta P$ ) вблизи искривленной поверхности

$$\Delta P = \frac{2\sigma}{r} - \frac{\Omega}{kT} P_{\infty} \quad (20)$$

( $\Omega$  - атомный объем,  $P_{\infty}$  - давление пара над плоской поверхностью,  $\frac{2\sigma}{r}$  - капиллярное давление), не содержит массы и, таким образом, может быть применено к "частицам", масса которых равна нулю, т.е. к вакансиям.

По аналогии с (15) можно записать

$$\Delta_s = \frac{2\sigma}{r} - \frac{\Omega}{kT} \xi_0 \quad (21)$$

Здесь пора в кристаллическом теле (т.е. замкнутая вогнутая поверхность) может быть представлена как "капля пустоты", которая окружена "паром" вакансий, находящимся в равновесии с каплей.

Вопросы, связанные с появлением пор, их ростом и исчезновением, изучались в целом ряде работ (см. /34/). Весьма интересным является тот факт, что во многих случаях поры как "отрицательные" кристаллы имеют ту же огранку, что и кристалл, в котором они выросли /35/. Из уравнения (21) можно определить критический размер поры, которая может стать центром конденсации избыточных вакансий:

$$r^* = \frac{\xi_0}{\Delta} 2\sigma \frac{\Omega}{kT} \quad (22)$$

Такое же выражение критического радиуса можно получить более строго из условия минимума свободной энергии, связанной с возникновением поры /36/. В том случае, когда радиус поры превышает критический радиус при данном пересыщении, происходит конденсация вакансий и увеличение размера поры. В противном случае пора растворяется по-вакансионно и "поедается" более крупными.

Когда пересыщение мало ( $\Delta = \xi - \xi_0 \ll 1$ ), а расстояния между порами велики по сравнению с линейными размерами пор (случай невзаимодействующих пор), изменение радиуса поры со временем можно записать в виде

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \left( \frac{r}{r^*} - 1 \right), \quad (23)$$

где

$$\rho = \frac{r(t)}{r_0^*}, \quad x = \frac{r^*(t)}{r_0^*}. \quad (24)$$

Здесь  $r_0^*$  - начальный радиус.

Это уравнение описывает изменение размеров поры в одномерном "пространстве" размеров.

График зависимости скорости смещения точки, которая соответствует на оси  $\rho$  данной поре, приведен на рис. 9, взятом из <sup>/34/</sup>. Изменение размеров реальных пор в процессе коалесценции описывается в "пространстве" размеров движением соответствующих точек вдоль оси  $\rho$ . Причем точка  $\rho(t) = x(t)$ , соответствующая порам критического размера, имеет нулевую скорость. Точки, находящиеся слева от  $x(t)$ , соответствующие порам, размер которых меньше критического, будут двигаться по направлению к началу координат с растущей со временем скоростью. Это движение описывает процесс растворения пор. Точки, находящиеся в данный момент справа от  $x(t)$ , движутся направо, что соответствует росту пор, имеющих надкритические размеры.

Однако движение точек в "пространстве" размеров обладает еще одной особенностью, связанной с тем, что растворение пор, имеющих подкритические размеры, и рост за их счет пор с надкритическими размерами сопровождается уменьшением величины пересыщения, а, значит, и ростом критического размера. Уменьшение пересыщения приведет к движению точки  $x(t)$  вправо со скоростью, возрастающей по мере убыли пересыщения. В процессе своего движения точка  $x(t)$  будет догонять точки, движущиеся направо, последние, оказавшись слева от  $x(t)$ , начнут двигаться налево и будут исчезать в начале координат. Существенный результат, следующий из приведенных уравнений, заключается в том, что вне зависимости от исходного распределения пор по размерам вид функции распределения на далекой стадии процесса будет одним и тем же (асимптотическая функция распределения) и устойчивым во времени. В общем случае диффузионный распад пересыщенного раствора вакансий, завершающийся коалесценцией макроскопических пор, когда их распределение по размерам подчинено асимптотическому закону, может быть описан как состоящий из трех последующих стадий. Первая стадия, когда пересыщение еще велико, заключается в выпадении

из раствора атомарных вакансий и роста пор за счет их коагуляции. Характерное время этого процесса <sup>/36/</sup>:

$$t_1 = \frac{r_1^2}{D_b \Delta_0} \quad (25)$$

$\bar{r}_1$  - средний размер, до которого могут расти поры за счет вакансий из раствора,  $D_b$  - коэффициент диффузии вакансий.

При разумных оценках  $t_1$  имеет величину порядка секунд.

Вторая стадия начинается, когда средние размеры пор становятся порядка критических:  $\bar{r}_2 = r_2^*$ , что произойдет вследствие уменьшения пересыщения решетки вакансиями на первой стадии процесса. Рост пор на второй стадии будет происходить вследствие коалесценции, однако асимптотическое распределение пор по размерам еще не успеет установиться. Характерное время длительности этой стадии оценивается соотношением <sup>/36/</sup>:

$$t_2 = \frac{r_2^3}{D_b a}; \quad a = \frac{2\sigma}{kT} \Omega \xi_0 \quad (26)$$

при разумных оценках

$$t_2 = 10^3 - 10^4 \text{ сек.}$$

На заключительной третьей стадии происходит коалесценция пор, при этом их распределение по размерам является асимптотическим и устойчивым во времени.

Изложенная теория диффузионной коалесценции пор <sup>/36/</sup> предполагает, что поры имеют сферическую форму и расстояния между ними велики по сравнению с их линейными размерами, так что возможным диффузионным взаимодействием между отдельными порами можно было пренебречь.

Известно, что в связи с анизотропией  $\sigma$  поры будут на самом деле ограничены плоскостями с минимальными индексами. В связи с этим величина имеет смысл некоторого эффективного радиуса:

$$r = \left( \frac{3V}{4\pi} \right)^{1/3},$$

здесь  $V$  - объем поры.

Влияние "столкновений" пор на вид асимптотической функции распределения подробно рассмотрено в <sup>/37/</sup>, где показано, что влияние возможного диффузионного взаимодействия близко расположенных пор приводит лишь к незначительному изменению функции распределения.

Существенным с точки зрения конденсации точечных дефектов является вопрос взаимодействия последних с дислокациями. Согласно <sup>/38/</sup> в непосредственном соседстве с линиями дислокаций могут возникнуть облака Котрелла из вакансий. При надлежащем пересыщении вакансии из облака, конденсируясь, образуют каверны. По образному выражению авторов <sup>/38/</sup>, эти каверны располагаются вдоль дислокаций в виде цепочек подобно капелькам росы на паутине. Косвенное экспериментальное подтверждение существования таких каверн содержится в работах <sup>/39,40/</sup>. Линейные размеры каверн, возникающих вследствие коагуляции вакансий из облака по <sup>/38/</sup>, составляют

$$r_d = \frac{2 \sigma b^3}{k T} \quad (27)$$

При  $T = 300^\circ\text{C}$ ,  $b = 3 \cdot 10^{-8}$  см ( $b$  - вектор Бюргерса)  $\sigma = 10^3$  эрг/см<sup>2</sup>

$$r_d = 10^{-6} \text{ см}.$$

Эти каверны впоследствии могут стать зародышами макроскопических пор. При значительных пересыщениях решетки вакансиями вместо отдельных каверн может образоваться непрерывный тоннель вдоль линии дислокации; при высокой температуре он может разделиться на макроскопические поры.

Следует отметить также, что энергетически более выгодно зарождение пор вблизи примесей и неоднородностей решетки. Как показано в <sup>/34/</sup>, по той роли, которую "примеси" играют в зарождении пор, их следует расположить в порядке возрастания величины влияния следующим образом: границы между двойниковыми прослойками, межблочные границы межзеренные границы и поверхности микротрещин.

### 3. Коэрцитивная сила магнитомягкого материала, содержащего дефекты решетки

Ферромагнитный гистерезис является результатом необратимого смещения граничных слоев между ферромагнитными областями, при котором направления самопроизвольной намагниченности двух соседних областей остаются неизменными.

В идеальном кристалле без включений и деформаций для смещения плоского граничного слоя достаточно бесконечно слабого поля. Наоборот, если в материале существуют хаотически распределенные нарушения кристаллической структуры, то смещения граничного слоя будут сопровождаться изменением потенциальной энергии, и внешнее поле, приводящее к определенному смещению границ доменов, может служить мерой внутренних нарушений кристалла.

При разработке теории коэрцитивной силы были предложены три принципиально различных типа механизмов. Ф. Блох предположил, что неоднородные внутренние напряжения могут играть роль в сопротивлении движению границы. Эта идея была развита Е.И. Кондорским<sup>/41/</sup> и М. Керстеном<sup>/42/</sup>. Теория влияния включений посторонних атомов на величину коэрцитивной силы была развита М. Керстеном<sup>/43/</sup>. Существенную критику и развитие обеих теорий предложил Неель<sup>/44/</sup>. Он подчеркнул роль размагничивающей энергии, возникающей благодаря изменению намагниченности, которое обусловлено как внутренними напряжениями, так и включениями.

Результаты, полученные авторами<sup>/3/</sup>, так же как и наши, указывают на то, что точечные дефекты, создаваемые облучением при достаточно низких температурах, не ведет к изменению магнитной структуры и не влияют на коэрцитивную силу пермаллоя. Образующиеся в процессе отжига крупные дефекты – скопления вакансий – поры увеличивают коэрцитивную силу в случае, если их размеры сравнимы с толщиной междоменной стенки.

Рассмотрим взаимодействие междоменной перегородки с немагнитными включениями, имеющими сферическую форму и радиус  $\rho$ , меньший толщины междоменной перегородки. Громоздкие расчеты, проведенные Неелем, показывают, что изменением ориентации векторов намагниченности около малой немагнитной полости можно пренебречь с тем большим основанием, чем меньше размеры полости.

Если рассмотреть точки  $X$  вдоль линии, нормально пересекающей границу, разделяющую две антипараллельно намагниченные области, то вектор самопроизвольной намагниченности в этих точках непрерывно поворачивается из одного направления легкого намагничивания в другое, оставаясь параллельным плоскости границы. Угол между вектором самопроизвольной намагниченности и одним из двух направлений легкого намагничивания, который мы обозначим через  $\theta$ , изменяется при этом от 0 до  $\pi$  и зависит от абсциссы точки  $x$ .

Рассмотрим теперь полость объема  $dV$ , малую по сравнению с толщиной граничного слоя и проникающую внутрь границы до точки, в которой направление намагниченности определяется углом  $\theta$ . Дело будет обстоять так, как будто в этом объеме вещества намагниченность повернулась от этого направления до направления легкого намагничивания, и энергия магнитной анизотропии уменьшилась на величину  $K \sin^2 \theta \cos^2 \theta dV$  ( $K$  — константа магнитной анизотропии). Так как в каждой точке границы локальная плотность энергии анизотропии равна локальной плотности обменной энергии<sup>/46/</sup>, обменная энергия уменьшится на такую же величину, так что общее уменьшение энергии будет равно

$$2K \sin^2 \theta \cos^2 \theta dV. \quad (28)$$

Как показал Неель<sup>/45/</sup>, магнитная энергия, возникающая вследствие появления магнитных зарядов на поверхности полости, имеет вид:

$$W = \frac{1}{2} \frac{4}{3} \pi J_s \cdot \frac{4}{3} \pi \rho^3 J_s \left[ 1 - \frac{2}{25} \rho^2 \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right)^2 \right]. \quad (29)$$

Здесь  $J_s$  — самопроизвольная намагниченность единицы объема. Вне границы  $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ , и энергия сводится к первому члену, равному магнитной энергии однородно намагниченной сферы. Согласно<sup>/46/</sup>, внутри границы имеем:

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{6K}{E}} \cos \theta \sin \theta. \quad (30)$$

В этой формуле  $a$  — параметр решетки, а  $E$  — энергия размагничивания. Отнесенная к единице объема часть магнитной энергии, зависящей от угла  $\theta$ , окончательно принимает вид:



$$- \frac{8 \pi J_a^2 K}{25 E a^2} \rho^2 \cos^2 \theta \sin^2 \theta . \quad (31)$$

Суммируя (28) и (31), получим выражение для полной энергии взаимодействия малой полости с граничным слоем

$$W = - \frac{4}{3} \pi \rho^3 \left( 2K + \frac{8 \pi J_a^2 K}{25 E a^2} \rho^2 \right) \cos^2 \theta \sin^2 \theta . \quad (32)$$

Из формулы (32) получаем силу притяжения граничного слоя малой полостью, и, принимая во внимание соотношение (30), имеем:

$$f = - \frac{\partial W}{\partial x} = \frac{4\pi}{3} \frac{\rho^3}{2a} \left( 2K + \frac{8 \pi J_a^2 K}{25 E a^2} \rho^2 \right) \sqrt{\frac{6K}{E}} \sin^2 2\theta \cos 2\theta . \quad (33)$$

Это выражение максимально при  $\cos^2 2\theta = \frac{1}{3}$ , откуда максимальная сила притяжения:

$$f_{\max} = \frac{8\sqrt{2}}{9} \frac{\pi K^{3/2} \rho^3}{a} \left( 1 + \frac{4 \pi J_a^2 \rho^2}{25 E a^2} \right) E^{-1/2} . \quad (34)$$

Для вычисления коэзитивной силы, следуя Керстену<sup>43/</sup>, предположим, что единственным сортом дефектов, существующих в кристалле, являются рассмотренные выше сферические полости радиуса  $\rho$ , центры которых расположены в узлах простой кубической решетки с параметром  $a$ . В отсутствие внешнего магнитного поля положение устойчивого равновесия границы совпадает с плоскостями типа /001/. Магнитное поле  $H$  будет действовать на элемент  $s^2$  поверхности границы, который в среднем соответствует одной полости, с силой, равной  $2 J_a H s^2$ . Следовательно, критическое поле, отрывающее границу от немагнитной полости, равно

$$H_{kp} = \frac{f_{\max}}{2 J_a s^2} , \quad (35)$$

здесь  $f_{\max}$  определяется уравнением (34).

Если  $H$  бесконечно мало превысит это критическое значение, то граница оторвется от сферы и сможет смещаться необратимо по всей решетке. Таким обра-

зом, поле  $H_{кр}$  имеет свойства, аналогичные свойствам коэрцитивной силы.

Выразим это критическое поле в функции радиуса  $\rho$  и относительного объема  $\alpha$ , занимаемого пустотами

$$\alpha = \frac{4}{3} \pi \frac{\rho^3}{s^3} f$$

в результате получим:

$$H_{кр} = \left( \frac{3}{4\pi} \right)^{2/3} \frac{f_{\max} \alpha^{2/3}}{2 \rho^2 J_n} \quad (36)$$

Окончательно подставляя выражение для  $f_{\max}$  из (34), можно записать выражение для коэрцитивной силы, возникающей за счет взаимодействия междоменных слоев с пустотами, размеры которых малы:

$$H_{кр} = \left( \frac{3}{4\pi} \right)^{2/3} \frac{4\sqrt{2}}{9} \pi \frac{K^{3/2}}{J_n E^{1/2}} \left[ \left( 1 + \frac{4\pi J_n^2}{25 E} \frac{\rho^2}{a^2} \right) \frac{\rho}{a} \alpha^{2/3} \right] \quad (37)$$

В том случае, когда в кристалле присутствуют дефекты различных размеров, критическое поле будет определяться тем сортом дефектов, для которого величина в квадратных скобках уравнения (37) имеет большее значение.

Если немагнитные дефекты имеют линейные размеры, превышающие толщину граничного слоя, то, как видно из фотографий порошковых фигур, полученных Вильямсом и Шокли<sup>/47/</sup>, вокруг дефектов образуется вторичная доменная структура. Размеры игл вторичной доменной структуры определяются минимумом энергии, так как плотность поверхностных зарядов, а, следовательно, и энергия тем меньше, чем длиннее иглы, а поверхностная энергия границ, наоборот, будет возрастать с ростом длины игл. Вторичные структуры ферромагнитных областей весьма чувствительны к действию магнитного поля. Так, в рассматриваемом примере магнитное поле того же направления, что и намагниченность иглы, будет стремиться ее удлинить. Если поле достигнет некоторого критического значения  $H_{кр}$ , то игла начинает беспредельно расти сначала в длину, а затем и в толщину. Верхний предел величины критического поля легко оценить по порядку

величины. При увеличении длины иглы на величину  $d\ell$  поверхность иглы возрастает на  $\pi \rho d\ell$ , а объем — на величину  $\rho^2 d\ell$ , что приводит к увеличению поверхностной энергии на величину  $\sigma_{\text{ГР}} \rho d\ell$ , в то время как магнитная энергия во внешнем поле уменьшается на  $H J_{\text{н}} \rho^2 d\ell$ . Из условия равенства прироста граничной энергии и уменьшения магнитной энергии нетрудно получить величину критического поля. Деринг<sup>/48/</sup> рассмотрел более полную задачу с учетом влияния размагничивающего поля, получил выражение для критического поля больших полостей в следующем виде:

$$H_{\text{кр}} = \frac{5}{4} \sqrt{\frac{\pi^3}{8}} \frac{\sigma}{2 \rho J_{\text{н}}}, \quad (38)$$

здесь  $\sigma$  — плотность поверхностной энергии границы, которую, согласно<sup>/48/</sup>, можно выразить через введенные ранее характеристики материала:

$$\sigma = a \sqrt{\frac{EK}{3}}. \quad (39)$$

Из формул (37) и (38) видно, что критическое поле перемагничивания, обусловленное присутствием в материале полых включений, с ростом их размеров сначала растет как  $\rho^3$  и пропорционально относительному объему этих полостей, а потом начинает уменьшаться как  $1/\rho$ .

#### 4. Зависимость коэрцитивной силы образцов молибденового пермаллоя от размера дефектов

Проведенные исследования магнитных свойств молибденового пермаллоя позволяют определить вклад в величину коэрцитивной силы, появляющейся за счет коагуляции атомарных вакансий, созданных облучением нейтронами, в поры, линейные размеры которых близки к толщине междоменной перегородки.

Зная температуру и константу Кюри, определим коэффициент молекулярного поля с помощью соотношения<sup>/49/</sup>

$$N = \frac{e}{c} = 2,2 \cdot 10^3. \quad (40)$$

Согласно /13/, энергия размагничивания:

$$E = \frac{1}{2} N J_a^2, \quad (41)$$

Подставляя в (41) значения из (40) и (7), получим

$$E_{\text{перм.}} = 3,1 \cdot 10^8 \text{ эрг/см}^3, \quad (42)$$

И окончательно, подставляя полученные значения намагниченности насыщения (7), константы анизотропии (8) и энергии размагничивания (42) в (37), получим вклад в величину коэрцитивной силы, обусловленной появлением пор, в том случае, когда вблизи последних вторичная доменная структура не образуется:

$$H_c = 6,15 \cdot 10^{-3} \left[ \left( 1 + 4,65 \cdot 10^{-4} \frac{\rho^2}{a^2} \right) \frac{\rho}{a} a^{2/3} \right], \quad (43)$$

Эта зависимость для различных  $\alpha$  графически изображается сплошными кривыми на рис. 10. Подставляя полученные значения  $J_a$ ,  $K$  и  $E$  в формулу (38), получим зависимость критического поля от размера пор в том случае, когда поры достаточно велички для создания вторичной доменной структуры:

$$H_{kr} = \frac{0,88 \cdot 10^3}{\rho/a}. \quad (44)$$

Данная зависимость показана на рис. 10 пунктирной кривой.

Как видно из рисунка, максимальная коэрцитивная сила получается в том случае, когда линейные размеры пор несколько больше  $10^3$  межатомных расстояний. Это хорошо согласуется с представлением о том, что основной вклад в создание коэрцитивной силы создают немагнитные дефекты, размеры которых равны толщине междоменной стенки. Толщина 180-градусной междоменной границы в рассматриваемом случае /49/:

$$L = 6\sqrt{\frac{E}{6K}} a \approx 1,04 \cdot 10^3 a. \quad (45)$$

#### IV. 3 а к л ю ч е н и е

Экспериментально наблюдавшееся изменение коэрцитивной силы облученного молибденового пермаллоя (см. рис. 7) качественно можно объяснить следующим путем.

Созданные быстрыми нейтронами точечные дефекты в кристалле, находящемся при достаточно низкой температуре (ниже  $100^{\circ}\text{C}$ ), способны лишь к ограниченному перемещению. Часть точечных дефектов, избежавших аннигиляции, коагулирует на примесях, дислокациях, микротрещинах, границах блоков и кристаллов и в местах значительных внутренних напряжений. Однако концентрация дефектов кристалла остается значительно более высокой, чем равновесная термодинамическая. При повышении температуры активизируется процесс коалесценции пор и одновременно уменьшается пересыщение решетки вакансиями, что приводит к увеличению размеров пор. На том этапе, когда линейные размеры становятся близкими толщине междоменной перегородки, происходит увеличение коэрцитивной силы.

Дальнейший рост пор ведет к уменьшению коэрцитивной силы за счет образования вторичной доменной структуры вблизи больших дефектов. Такой механизм качественно объясняет отсутствие воздействия нейтронов на магнитные свойства молибденового пермаллоя после облучения, производимого при комнатной температуре дозой порядка  $10^{17}$  нейтр./см<sup>2</sup>, и экспериментально обнаруженное изменение коэрцитивной силы при проведении изохронного отжига.

Считая, что 1 нейтрон с энергией 1 Мэв при взаимодействии с решеткой образует  $4 \cdot 10^2$  точечных дефектов<sup>12/</sup>, а сечение рассеяния быстрых нейтронов  $\sigma$  на ядрах никеля и железа приблизительно равно 1 барну<sup>50/</sup>, получим суммарную концентрацию точечных дефектов, образованных интегральной дозой  $10^{17}$  н/см<sup>2</sup>:

$$\frac{n}{N_0} = 4 \cdot 10^2 \cdot 10^{-24} \cdot 10^{17} = 4 \cdot 10^{-5} . \quad (46)$$

Здесь  $n$  - число точечных дефектов в единице объема,  $N_0$  - число атомов в единице объема.

Учитывая, что концентрация точечных дефектов уменьшается при аннигиляции дефектов, а также то, что коэрцитивная сила создается дефектами, для которых произведение  $V a^{2/3}$  имеет наибольшее значение (здесь  $V$  - объем лаку-

ны,  $\alpha$  - концентрация лакун, имеющих объем  $V$ ), а не всеми присутствующими в кристалле дефектами, получаем удовлетворительное согласие при сравнении рассчитанных значений коэрцитивной силы (рис. 14) и полученных экспериментально (рис. 7).

Весьма показательным является согласие расчетной зависимости максимального изменения коэрцитивной силы  $\Delta H_{max}$  от дозы быстрых нейтронов с экспериментом.

Согласно формуле (37), приращение коэрцитивной силы за счет образования в образце немагнитных включений пор пропорционально их суммарному объему  $\alpha$  в степени  $2/3$ . Так как

$$\alpha \sim D,$$

получаем

$$\Delta H_{max} \sim D^{2/3}. \quad (47)$$

Как видно из рис. 11, линейная зависимость между  $\Delta H_{max}^{kp}$  и дозой в степени  $2/3$  подтверждается экспериментально.

#### Л и т е р а т у р а

1. A.J.Schindler, E.J.Salkovitz, G.S.Ansell J. Appl. Phys., 30, 282 (1959).
2. R.E.Alley J.Appl.Phys. 30, 284 (1959).
3. A.J.Schindler, R.H.Kelnochan, J.Weertman J.Appl.Phys., 35, 2640 1(1964).
4. Р.А. Белов. "Окись бериллия", Госатомиздат, 1962.
5. S.Foner, Rev. Sci. Instr. 30, 7, 548 (1959).
6. D.O.Smith, Rev. Sci. Instr. 27, 5, 261 (1956).
7. S.Foner. Rev. Sci. Instr., 27, 7, 548 (1956).
8. K.Dwight, N.Menyuk J.Appl. Phys., 29, 3, 491 (1958).
9. M.S.Lubell, A.S.Renturino Rev. Sci. Instr., 31, 2, 207 (1960).
10. З. Фактор, П. Гроудный. Сб. "Магнитные материалы", Энергия, 1964.
11. Техническая энциклопедия, справочник, том 4, ред. Л.К. Мартенс, "Советская энциклопедия 1927-1936".
12. В.И. Чечерников. "Магнитные измерения". Изд. МГУ, 1963.
13. Р. Бозорт "Ферромагнетизм", ИИЛ, 1956.

14. T.Holstein, H.Primakoff *Phys.Rev.*, 59, 388 (1941).
15. F.Seitz, J.S.Kochler *Solid state Phys.*, v.2, N4, 1956.
16. Дж. Глен. УФН, 60, 3, 445 (1966).
17. Кинчин, Пиз. УФН, 60, 590 (1966).
18. G.J.Dienes, *J.Appl. Phys.*, 24, 666 (1953).
19. H.B.Huntington, *Phys.Rev.*, 93, 1414 (1954).
20. Дж. Динес, Дж.Виниард "Радиационные эффекты в твердых телах" ИЛ, М., 1960.
21. W.Harrison, F.Seitz *Phys.Rev.*, 98, 1530 (1955).
22. H.G.Cooper, J.S.Kochler, J.W.Marx, *Phys.Rev.*, 97, 599 (1955).
23. F.J.Blatt *Phys.Rev.*, 100, 666 (1955).
24. A.W.Overhauser, R.L.Corman *Phys.Rev.*, 102, 675 (1956).
25. С.Г. Конобеевский. Статья в сборнике "Действие ядерного излучения на материалы" стр. 5, М., 1962.
26. Дж. Вайниард. УФН, 74, 3, 435 (1961).
27. J.A.Brenkman *J.Appl.Phys.*, 25, 8, 961 (1954).
28. А.Н. Орлов. Статья в сборнике "Действие излучений на материалы", стр. 288, М., 1962.
29. Х.Г. Ван-Бюрен. Дефекты в кристаллах, ИИЛ, 1962.
30. Я.Е. Гегузин. Сб. "Рост кристаллов", стр. 91 АН СССР (1957).
31. H.B.Huntington *Phys.Rev.*, 91, 1092 (1953).
32. C.Herring, *The Phys. of Ponder Met.*, p.143, NY.
33. Б.Я. Пинес. ЖТФ, т. 16, 737 (1946).
34. Я.Е. Гегузин "Макроскопические дефекты в кристаллах", Metallurgizdat, М., 1962.
35. Я.Е. Гегузин. ДАН СССР, 100, 2, 255 (1955).
36. И.М. Лифшиц, В.В. Слезов. ЖЭТФ, 35, 2 (8) 479 (1958).
37. И.М. Лифшиц, В.В. Слезов. ФТТ, 1, 9, 1401 (1959).
38. П. Кулон, Ж. Фридель. Съ Статья в сб. "Дислокации и механ. свойства кристаллов", ИЛ., стр. 336 (1960).
39. J.N.Heages, J.W.Mitchell *Phil. Mag.* 44, 223 (1953).
40. S.Annelinckx, *Phil. Mag.* 1, 269 (1959).
41. Е.И. Кондорский. ЖЭТФ, 7, 1117 (1937).
42. Ch.Kittel, *Rev. Mod. Phys.*, 21, 541 (1949).  
Имеется перевод в сб. "Физика ферромагнитных областей" по ред. С.В. Вонсовского ИИЛ, 1951.

43. С.В. Вонсовский, Я.С. Шур. Ферромагнетизм, ГИТТЛ, 1948 г.
44. L.Neel, Ann. Univ. Grenoble 22, 299 (1946).
45. L.Neel, Cahiers de phys N25, 21 (1944).  
Имеется перевод в сб. "Физика ферромагнитных областей" по ред. С.В. Вонсовского, ИИЛ, 1951.
46. Л.Д. Ландау, Е.Н. Лифшиц "Электродинамика сплошных сред", ГИФМЛ, Москва 1959.
47. H.J.Williams, W.Shockly Phys.Rev., 75, 178 (1949).
48. R.Becker, W.Döring Ferromagnetismus, Berlin, 1939.
49. L.Weel, Cahiers de phys N25, 1 (1944).  
Имеется перевод в сб. "Физика ферромагнитных областей" под ред. Вонсовского, ИИЛ (1951).
50. Атлас нейтронных сечений, изд. второе, Атомиздат, 1959.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 июня 1967 г.



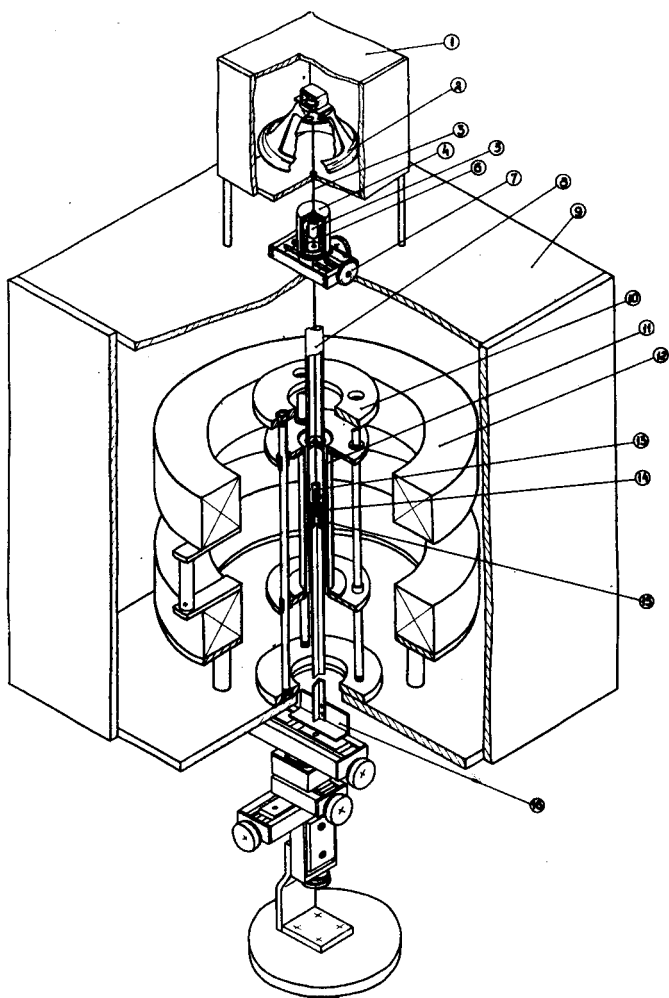


Рис. 1.



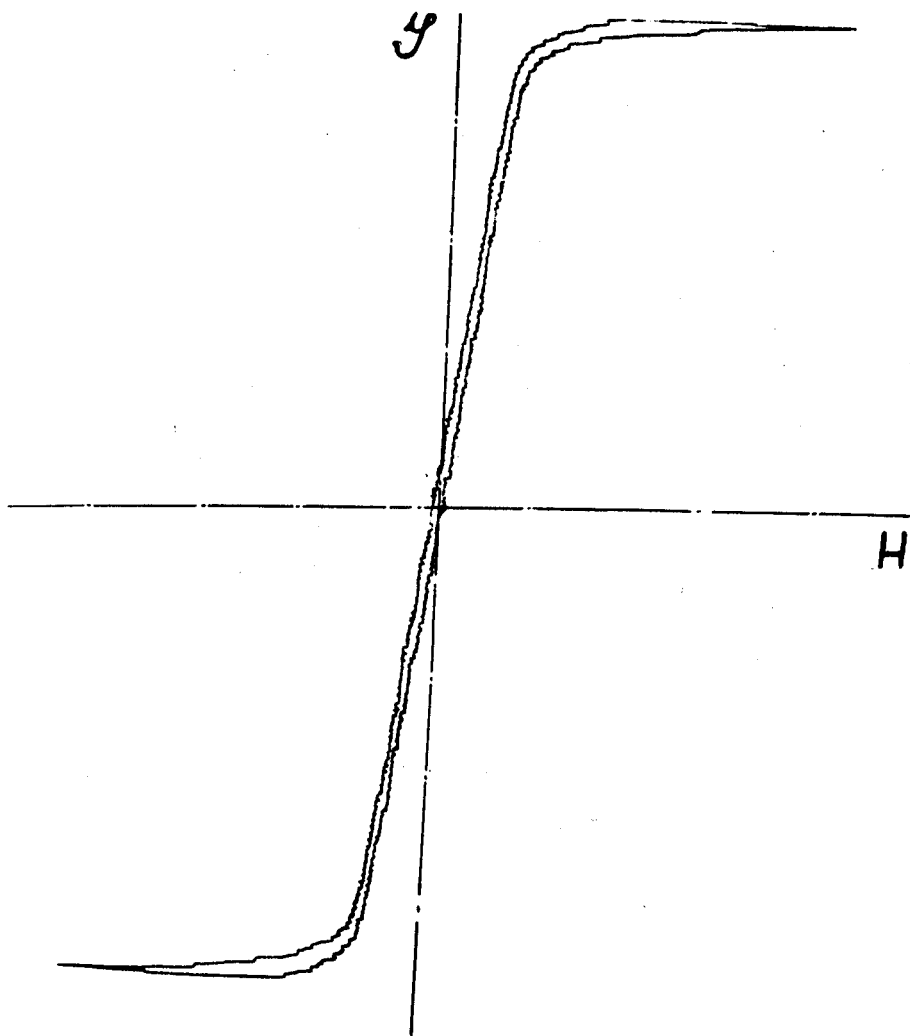


Рис. 3.

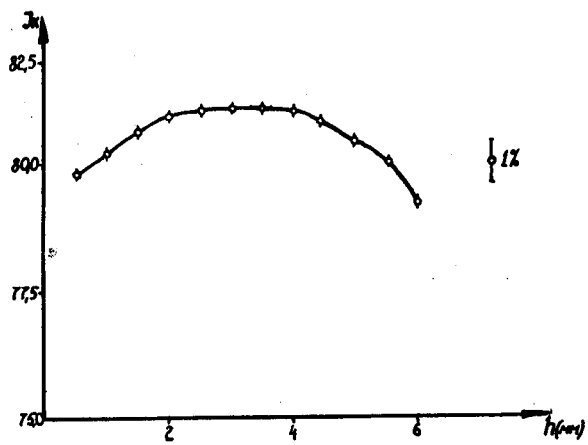


Рис. 4.

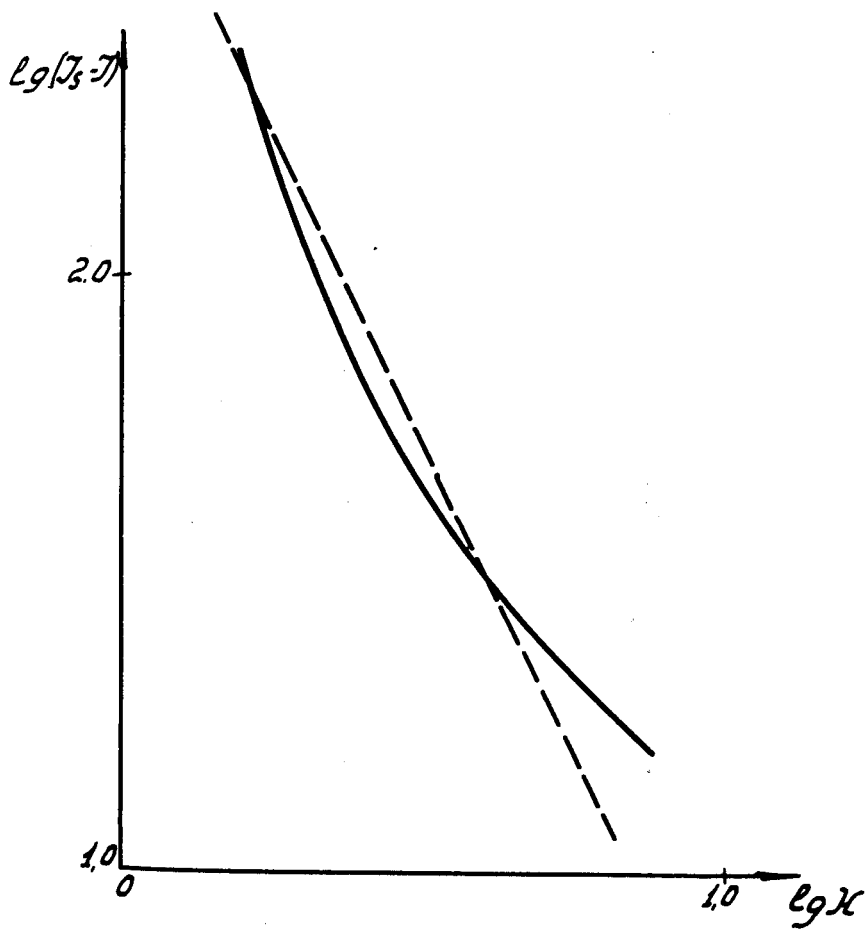


Рис. 5. Сплошная кривая - эксперимент, пунктир - теория.

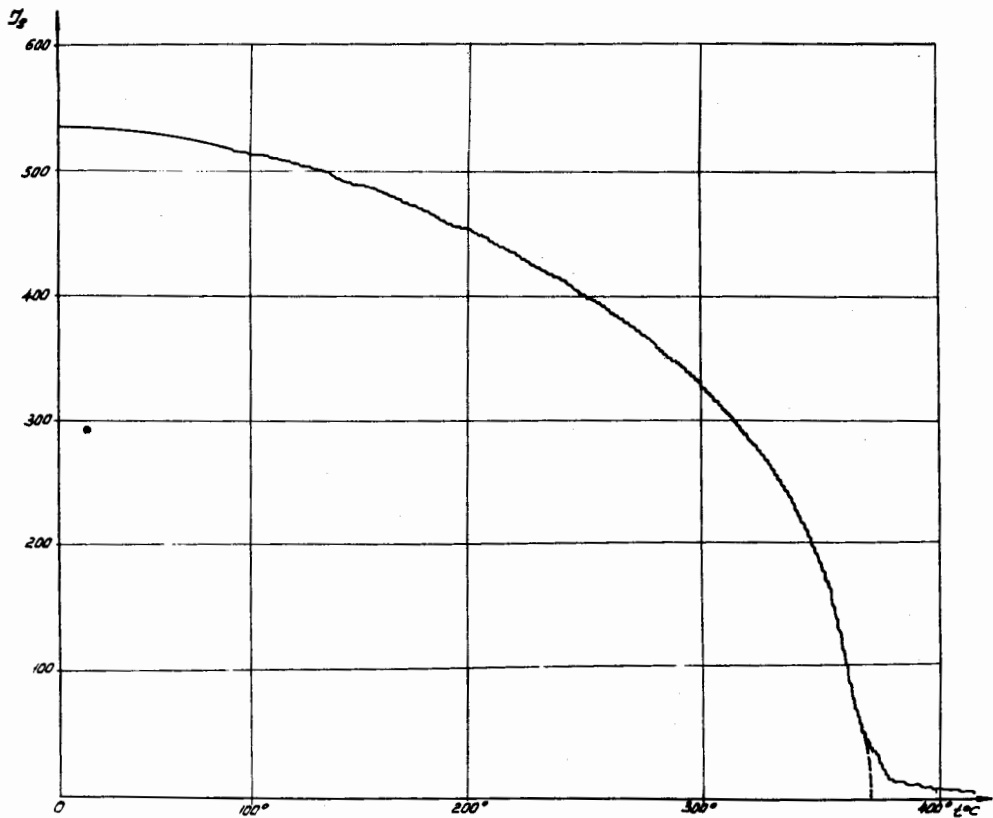


Рис. 6.

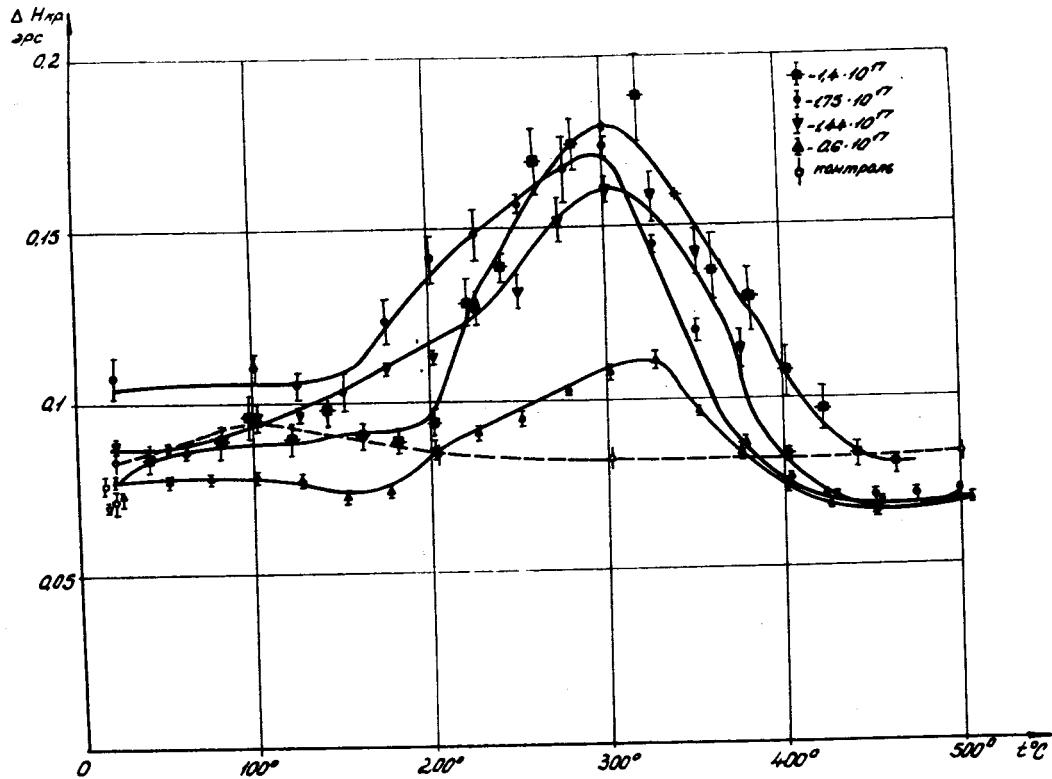


Рис. 7.

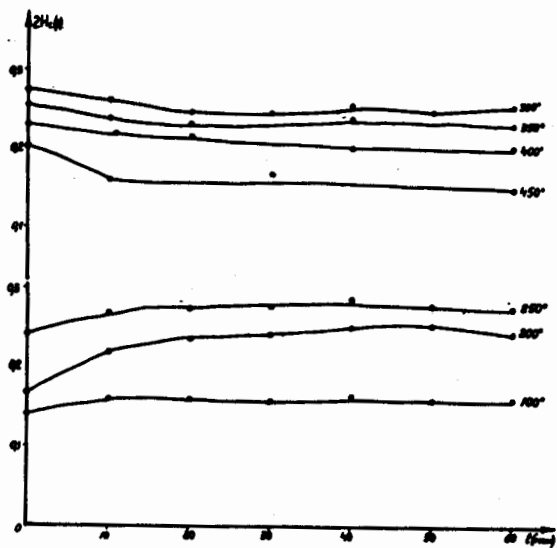


Рис. 8.

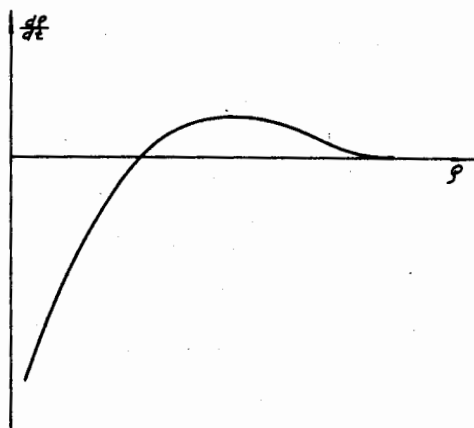


Рис. 9.



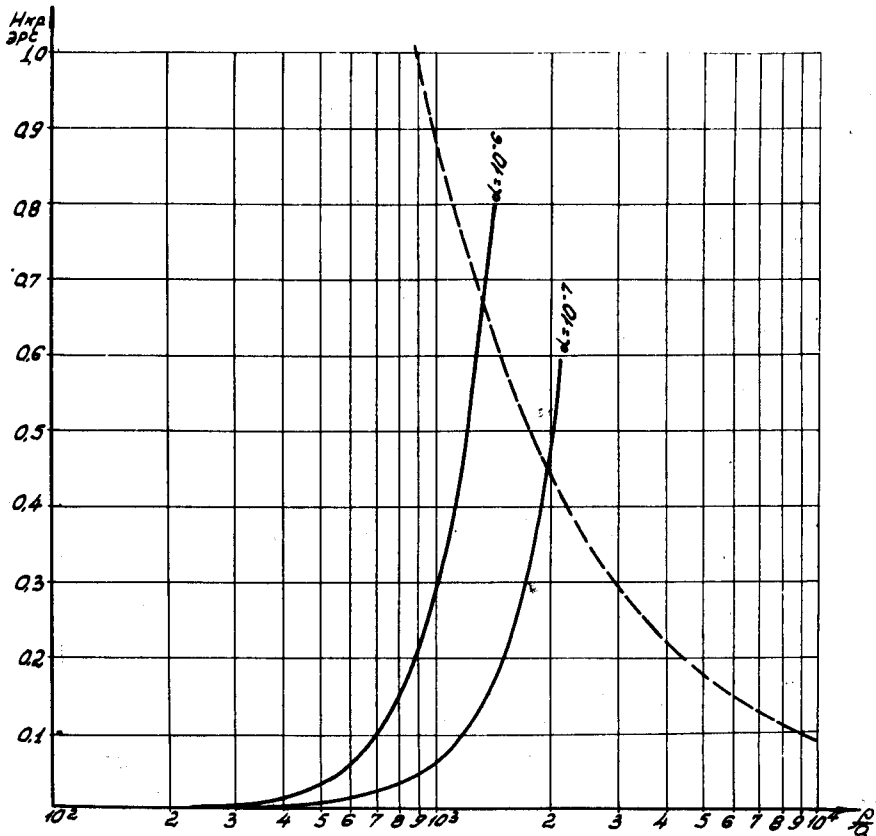


Рис. 10.

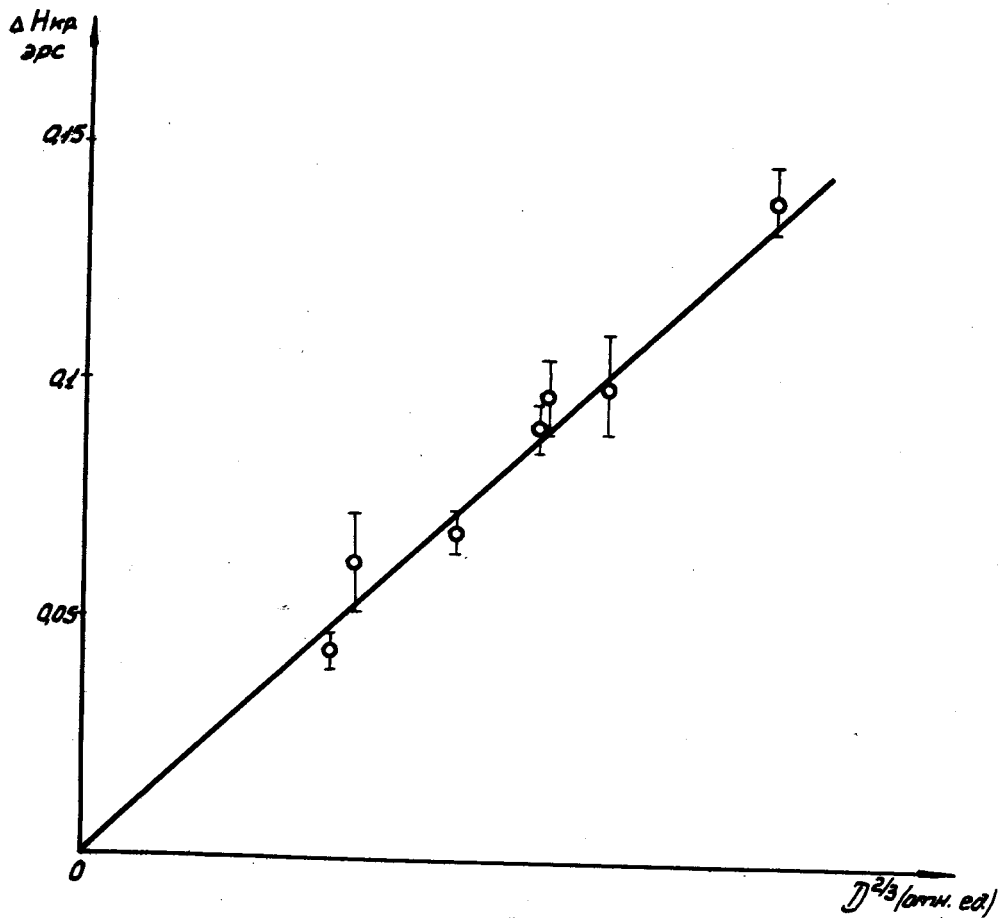


Рис. 11.