

X-383

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P14 - 3608



К.Хенниг

ВОЗМОЖНОСТИ
ПРИМЕНЕНИЯ ЭФФЕКТА МЁССБАУЭРА
В ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ
ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1967.

P14 - 3608

К.Хенниг

ВОЗМОЖНОСТИ
ПРИМЕНЕНИЯ ЭФФЕКТА МЁССБАУЭРА
В ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ
ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

7/71/2 чр.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В этой работе предпринята попытка на основе несколько субъективно отобранного экспериментального материала дать общее представление о достигнутых успехах и дальнейших возможностях применения эффекта Мёссбауэра в физике твердого тела при сверхнизких температурах (имеются в виду температуры от 10^0 К до 10^{-3} К).

Подробно будут рассмотрены следующие вопросы: абсолютные измерения температуры, наблюдение деполяризации вследствие К-захвата, исследование эффектов релаксации и определение локальных моментов парамагнитных примесей в немагнитных металлах.

1. Абсолютное измерение температуры с помощью эффекта Мёссбауэра

На рис. 1 показана схема зеемановского расщепления основного и возбужденного состояний ядра ^{57}Fe . Заселенность этих уровней определяется бoльцмановским фактором. Очевидно, что уровни возбужденного состояния при разумных температурах не будут заселены. Уровни основного состояния имеют практически одинаковые заселенности при температурах выше 10^{-1} К , если ограничиться магнитными полями $< 10^6$ эрстед. При более низких температурах заселенность этих уровней становится различной:

$$\frac{n_+}{n_-} = \exp\left(-\frac{2\mu H}{kT}\right), \quad (1)$$

где n_+ и n_- - число ядер с проекциями спинов $+1/2$ и $-1/2$. Для магнитного поля 330 килээрстед (металлическое железо) n_+/n_- меняется от 0,1 до 0,9 при изменении температуры от 10^{-3} до $2\cdot 10^{-2}\text{ К}$. Эта величина легко измерима, так как она прямо пропорциональна интенсивности соответствующих линий в скоростном спектре. Точность определения температуры, по-видимому, может быть доведена до 1% и определяется в основном точностью, с которой известно произведение μH . Отметим, что величина μH сама может быть измерена

в мёссбауэровском опыте одновременно с измерением температуры, что позволяет исключить зависимость μ_H от состояния образца, температуры и т.д. Интенсивности линий в наилучших условиях при этом надо измерять с точностью 0,1%, что требует времени порядка нескольких часов. Методы получения столь низких температур в течение продолжительного времени на сегодняшний день достаточно хорошо разработаны. Например, стационарная температура $4,5 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}$ была получена Vilches и Wheatly /1/ методом растворения гелия-3 в гелии-4. В ОИЯИ группой Б.С.Неганова /2/ методом непрерывного растворения была получена температура $1,5 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}$. Другой широко распространенный метод охлаждения - откачка жидкого гелия-3 - позволяет достигать $0,3 \text{ } ^\circ\text{K}$ и выше.

Диапазон $5 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{K} + 1 \text{ } ^\circ\text{K}$ также перекрывается мёссбауэровским "термометром", если использовать поляризацию ядра ^{57}Co , который в основном состоянии имеет μ в 50 раз больше, чем μ ^{57}Fe и поэтому может использоваться при более высоких температурах. Однако в этом случае имеются дополнительные трудности; μ_H для кобальта-57 непосредственно в мёссбауэровском эксперименте не измеряется и должно быть определено независимо. Распределение заселенностей основного состояния ^{57}Co также не может быть получено непосредственно, так как измеряется заселенность зеемановских уровней первого возбужденного состояния железа-57 (рис. 1); если нет деполяризации (выравнивания заселенностей) возбужденных состояний железа вследствие K-захвата, то по наблюдаемым интенсивностям линий зеемановского расщепления в мёссбауэровском спектре источника можно восстановить заселенности уровней кобальта-57. Соответствующие вычисления и описание первых экспериментов можно найти в работах Taylor и др. /3/

На рис. 2 приведен их результат с ^{57}Co в Fe и поглотителем с одиночной линией. По оси ординат отложено отношение интенсивностей крайних линий скоростного спектра. Точки различной формы относятся к различным поглотителям - $\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ и сплаву FeTi. Из этих данных видно, что в металлическом железе деполяризация не происходит.

2. Исследование эффектов деполяризации.

Явление деполяризации давно известно из опытов, исследующих угловые корреляции при радиоактивном распаде (см. обзор Steffen и Frauenfelder /4/), однако, до сих пор с помощью эффекта Мёссбауэра оно подробно не изучалось. Ограничимся случаем распада кобальта-57.

При рассмотрении деполяризации ядра после K -захвата обычно учитываются следующие механизмы ^{/5/}:

- 1) внеядерные поля, действующие на магнитный и электрический момент ядра;
- 2) возбуждение в решетке локальных частот, сокращающих время спин-решеточной релаксации.

Внеядерные поля, зависящие от времени, могут индуцировать переходы между зеемановскими уровнями возбужденных состояний ядра и тем самым выравнивать их заселенности. Такие поля возникают при K -захвате электрона. Время жизни "дырки" во внутренних оболочках оказывается коротким по сравнению с временем жизни возбужденных состояний железа, и процесс рождения "дырки" и ее перемещения к наружным оболочкам не оказывают заметного влияния на поляризацию ядра ^{/6/}. К рождению "дырок" приводят также внутренняя конверсия более высоких возбужденных состояний железа-57 и эффект Оже, сопровождающий перемещение "дырок" к наружным оболочкам иона. Время жизни "дырок" во внешней оболочке атома зависит от окружения в твердом теле и может исследоваться по наблюдаемому изменению заселенности. К настоящему времени известно, что в металлическом железе деполяризация отсутствует ^{/3/}. Полная деполяризация наблюдалась в соли Туттона ($0,01 \text{ Co} ; 0,12 \text{ Cu} ; 0,87 \text{ Zn}$) $\text{Rb}_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ даже при $0,01^\circ\text{K}$ ^{/7/}, как это и можно ожидать в диэлектрике ^{/8/}. К сожалению, в настоящее время нет теории, позволяющей количественно связать степень деполяризации с числом и временем жизни "дырок" во внешней оболочке атома.

Локальное возбуждение решетки, возникающее из-за отдачи при K -захвате или испускании кванта 123 кэВ, затухает с постоянной времени $\approx 10^{-11}$ сек ^{/19/}, если атом, испытавший отдачу, является основным атомом решетки. В случае примесных атомов с другой массой и силовыми константами можно ожидать увеличения этого времени в силу того, что локальные частоты являются более узкими, чем основной частотный спектр решетки. Такое возбуждение можно рассматривать как локальное повышение фононной температуры решетки, что должно, в принципе, привести к повышению спиновой температуры и соответствующему уменьшению поляризации. Однако в случае Fe спин-решеточная релаксация ядер не играет роли при изменении заселенностей, так как время релаксации оказывается больше времени жизни возбужденных уровней. Таким образом, основной вклад в процесс деполяризации вносит механизм заполнения "дырок".

3. Исследование электронной релаксации

В течение последних пяти лет появилась серия работ, в которых с помощью эффекта Мёссбауэра на изотопах ^{57}Fe , ^{161}Dy , ^{186}Er , ^{170}Yb исследовалась релаксация электронных спинов. Ионы с этими ядрами помещались в диамагнитные, парамагнитные и магнитоупорядоченные матрицы /10-32/. Если время релаксации электронного спина больше времени жизни мёссбауэровского уровня, в скоростном спектре появляется сверхтонкое магнитное расщепление. Формализм, описывающий это взаимодействие, известен из теории электронного парамагнитного и ядерного магнитного резонанса /33-48/. Здесь мы ограничимся кратким качественным рассмотрением явления. Воздействие электронного спина S на ядро в простейшем случае $S = 1/2$ может быть представлено эффективным магнитным полем H_{eff} . Наблюдаемое эффективное поле пропорционально $\langle S_z \rangle$, усредненному за время жизни возбужденного состояния ядра по двум квантовым состояниям $S_z = \pm 1/2$ в кристаллическом поле решетки. Вероятность перехода между i состояниями с $S_z = \pm 1/2$, обратно пропорциональная времени релаксации спина, определяет величину H_{eff} , наблюдаемого в мёссбауэровских экспериментах. Естественным требованием для наблюдения H_{eff} является неравенство $\mu H_{\text{eff}} > \Gamma$. В работах /10, 13, 15, 16, 18, 19, 25, 39, 40-42/ приводятся вычисления формы мёссбауэровских спектров для разных значений электронных спинов и различных времен релаксации, которые в ряде случаев согласуются с результатами экспериментов. На рис. 3 показаны экспериментальные скоростные спектры, полученные в работе /15/ для поликристаллического феррихрома А. Кривые, приведенные на рис. 4, вычислены для трехвалентного Fe ($S = 5/2$) при условии, что заселены только два нижних электронных уровня. Из рисунков видно, что вычисленные кривые с $\tau = 2,5 \cdot 10^{-8}$ сек $\tau = 7,5 \cdot 10^{-9}$ сек хорошо согласуются с экспериментальными спектрами при $T = 0,98$ и $2,79^\circ\text{K}$ соответственно. При температурах выше 3°K происходит заселение более высоко лежащих электронных уровней, что не учитывалось при вычислениях авторами /15/. Этим объясняется расхождение экспериментальных данных с расчётами при повышенных температурах.

В таблице приведена сводка основных результатов, полученных эффектом Мёссбауэра для разных ионов в различных веществах, при разных температурах и различных концентрациях мёссбауэровских ионов. Из таблицы видно, что доступный диапазон времен релаксации простирается от 10^{-7} до 10^{-12} секунд. В

некоторых случаях обнаружена зависимость времени релаксации от внешнего магнитного поля, но это явление еще очень мало исследовано. Получены также интересные данные о величине H_{eff} , дающие информацию о постоянной сверхтонкого взаимодействия и электронном состоянии примесного иона.

Исследования парамагнитной восприимчивости, явления насыщения парамагнитного резонанса и акустического резонанса позволяют изучать времена релаксации в диапазоне $10 + 10^{-9}$ сек /49-51/, что в принципе дает возможность сравнивать эти данные с результатами мёссбауэровских исследований. Однако из-за методических затруднений до сих пор не сделано измерений, допускающих непосредственное сравнение.

Конечный результат таких исследований – значения времен релаксации и их зависимость от температуры и других условий – требует сравнения с теорией. При рассмотрении релаксационных процессов обычно учитываются два механизма: спин-спиновая релаксация и спин-решеточная релаксация – по типу взаимодействий, вызывающих переход с изменением S_z . Оба эти механизма подробно рассмотрены в работах /51-55/. Время спин-спиновой релаксации очень сильно зависит от концентрации парамагнитных ионов в образце, что позволяет, исследуя концентрационную зависимость, выделить вклад этого механизма. Время спин-решеточной релаксации обусловлено взаимодействием системы спинов с фононами кристалла и зависит как от температуры, так и от концентрации парамагнитных ионов. При достаточно низкой концентрации ($< 1\%$) парамагнитных ионов единственным механизмом, обуславливающим релаксацию, является модуляция кристаллического поля колебаниями решетки, и при низких температурах можно учитывать только однофононные прямые процессы /56/. Тогда время спин-решеточной релаксации имеет вид

$$r \approx \frac{\Delta^4}{T H_0^4 \lambda^2} \quad , \quad (1)$$

Δ – величина расщепления электронных состояний,

λ – константа спин-орбитального взаимодействия,

H_0 – величина внешнего магнитного поля,

T – температура.

Если учитываются неупругие (рамановские) процессы взаимодействия фононов со спинами, имеющие место при более высоких температурах, то

$$r \approx \frac{1}{T^9} \quad . \quad (2)$$

Эти процессы существенны для ионов группы железа, и подобные температурные зависимости наблюдались другими методами.

Для мёссбауэровских исследований весьма интересным приложением была бы проверка (1) в области сверхнизких температур и коротких времен релаксации, ожидаемых, например, для ионов двухвалентного железа, исследование которых другими методами сильно затруднено. В случае редкоземельных ионов имеют место и другие релаксационные механизмы, которые мы не обсуждаем /57/.

В заключение заметим, что исследование релаксационных процессов с помощью эффекта Мёссбауэра, несмотря на ряд ограничений и недостатков, дает новую информацию, не доступную другим методам исследования, и является перспективным направлением приложения этого метода.

4. Исследование локальных магнитных моментов

При введении примесных мёссбауэровских атомов в матрицу другого металла свойства матрицы оказывают сильное влияние на поведение примесного атома. Эта ситуация позволяет получить информацию о деталях магнитного взаимодействия в исследуемой матрице. Подробное рассмотрение мы ограничим случаем примесей железа-57 в немагнитных металлах при температурах $1+20^{\circ}\text{K}$ и во внешних полях до 60 килоэрстед. Концентрация примесей $10^{-1} + 10^{-4}$ ат.%.

Существование локальных моментов на примесях железа установлено измерениями парамагнитной восприимчивости /58/, которая подчиняется закону Кюри-Вейсса и прямо пропорциональна концентрации железа. Ядерный магнитный резонанс позволяет исследовать внутриатомные поля, но его применение ограничивается необходимостью высоких концентраций. Эффект Мёссбауэра позволяет вести исследования при весьма низких концентрациях примесей, что является основным его достоинством.

При помещении атома железа в металл его электронная оболочка претерпевает некоторые изменения: 4 s и, по-видимому, часть 3d электронов уходят в зону проводимости. Остальные 3d электроны создают магнитный момент, локализованный на примесном атоме. С помощью эффекта Мёссбауэра можно изучать поведение локальных моментов по свойствам эффективных магнитных полей, действующих на ядра железа. Эти поля обычно доступны наблюдению

только во внешнем магнитном поле, которое расщепляет электронное состояние, несущее локальный момент. Поскольку в металлах времена релаксации электронных спинов оказываются весьма малыми даже при сверхнизких температурах^{/59/}, при достижении $\langle S_z \rangle \neq 0$ существенным становится изменение заселенности электронных уровней. При расщеплении важную роль играет поляризация электронов проводимости внешним магнитным полем^{/60,61/}.

Для описания зависимости H_{eff} от внешнего магнитного поля H и температуры T общепринято пользоваться функцией Бриллюэна

$$\frac{H_{\text{eff}}}{H_{\text{sat}}} = B_J \left(\frac{\mu H}{kT} \right). \quad (3)$$

Здесь H_{sat} - поле насыщения на ядре. μ в этом случае является некоторым эффективным магнитным моментом, учитывающим вклад матрицы. Следует иметь в виду, что магнитный момент, создаваемый только локализованными 3d электронами железа, может иметь совсем другое значение. Например, для железа в паллади μ определенное согласно (3), равно $12 \mu_B$, тогда как измерения рассеяния нейтронов дали $\mu_{Fe} = 3 \mu_B$ ^{/62/}. Для иллюстрации на рис. 5 приведены экспериментальные точки и кривые, вычисленные по формуле (3) для системы Fe - Pt. Локальные моменты, полученные с помощью формулы (3) в ряде матриц, представлены на рис. 6. Однако в целом ряде случаев, в особенности при сверхнизких температурах, наблюдаются сильные отклонения от формулы (3)^{/59,63/}. На рис. 7 показана такая ситуация для железа в серебре. Феноменологическое описание этого явления, предложенное в работе^{/64/}, сводится к введению добавочного флюктуирующего магнитного поля, описываемого одной константой. Это флюктуирующее поле оказывается больше μH и случайно ориентировано в пространстве. При повышенных температурах время релаксации флюктуирующего поля предполагается меньше периода ларморовской прецессии ядра железа, и его вклад становится малым. При достаточно низких температурах вклад флюктуирующего поля приводит к заметному снижению поляризации локальных моментов.

Существует предположение, согласно которому это флюктуирующее поле обусловлено волнами спиновой плотности поляризованных электронов проводимости^{/65,66/}, однако для подтверждения этого предположения еще требуются дальнейшие исследования при сверхнизких температурах.

5. Коротко о других проблемах

Исследование температурной зависимости сверхтонкого расщепления позволяет определить некоторые из констант спинового гамильтониана^{/67/}. Особенно интересные результаты с помощью эффекта Мёссбауэра здесь могут быть получены при низких и сверхнизких температурах для ионов, недоступных для ЭПР спектроскопии. Интересным примером в этом отношении является тулий в $\text{ThCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ (рис. 8), где был обнаружен псевдоквадрольный сдвиг^{/68/}.

Недавно было обнаружено влияние перехода из нормального в сверхпроводящее состояние на мёссбауэровский фактор f в β -олове (f уменьшилось на 0,4%)^{/69/}. Химический сдвиг олова в соединении Nb_3Sn обнаружил немонотонную температурную зависимость с минимумами в точке Камерлинг-Онесса 18°K и при 10°K . Существование этих особенностей авторами связывается со строением зоны проводимости в этом сплаве^{/70/}.

Кроме перечисленных выше, существует еще целый ряд интересных проблем физики твердого тела при сверхнизких температурах (λ - превращения, магнитные превращения и т.д.), практически еще не исследованных с помощью эффекта Мёссбауэра.

Автор выражает свою искреннюю благодарность Ф.Л.Шапиро, Ю.М.Останевичу и Б.В.Васильеву за ценные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. O.E. Vilches, J.C. Wheatly. Phys. Lett. 24A, 440 (67).
2. Б.С. Неганов, Н.С. Борисов, М.Ю. Либург. ЖЭТФ 50, 1445 (68).
3. R.D. Taylor. The Mössbauer Effect. Proceedings of the Second International Conference on the Mössbauer Effect. Saclay 1961. J. Wiley & S., 1962. J.G. Dash, R.D. Taylor, D.E. Nagle, P.P. Craig, W.M. Visscher. Phys. Rev. 122, 1116 (61).
4. R.M. Steffen, H. Frauenfelder in E. Karlsson, E. Mattnas, K. Siegbahn. Perturbed Angular Correlations, Amsterdam 1964.
5. M.A. Grace. J. Phys. Rad. 16, 622 (55).
6. J.M. Baker, B. Bleaney, K.D. Bowers, P.F.D. Shaw, R.S. Trenam. Proc. Phys. Soc. A 66, 305 (53).

7. G.R. Bishop, M.A. Crace, C.E. Johnson, A.C. Knipper, H.R. Lemmer, J. Perez, Y. Jorba, R.G. Scurlock. *Phil. Mag.* 46, 951 (55).
8. H Frauenfelder. *Phys. Rev.* 82, 549 (51).
9. F. Seitz, J.S. Koehler. *Solid State Physics* 2, 355 (56).
10. M. Blume. *Phys. Rev. Lett.* 18, 305 (67).
11. H.H. Wickman, M.P. Klein, D.A. Shirley. *Phys. Rev.* 152, 345 (66).
12. R.B. Frankel, N.A. Blum. *Bull. Am. Phys. Soc.* 12, 24 (67).
13. J.G. Dash, B.D. Dunlap. *Bull. Am. Phys. Soc.* 11, 48 (66)
14. H.H. Wickman. *Bull. Am. Phys. Soc.* 11, 911 (66)
15. H.H. Wickman. Mössbauer Effect Methodology Vol. Proceedings of the Second Symposium on Mössbauer Effect Methodology New York 1966.
16. A.J.F. Boyle, J.R. Gabriel. *Phys. Lett.* 19, 451 (66) F.E. Obenshain, L.D. Roberts, C.F. Coleman, D.W. Forester and J.O. Thomson. *Phys. Rev. Lett.* 14, 365 (65).
17. M. Alam, S. Chandra, G.R. Hoy. *Phys. Lett.* 22, 26 (66) .
18. H.H. Wickman, A.M. Trozzolo. *Phys. Rev. Lett.* 15, 156 (65) *Phys. Rev. Lett.* 16, 162 (66).
19. W. Bruckner, G. Ritter, H. Wegner. *Zs. f. Phys.* 200, 421 (67).
20. L. Campbell, S. Debenedetti. *Phys. Lett.* 20, 102 (66).
21. G.K. Wertheim, J.P. Remelka. *Phys. Lett.* 10, 14 (64).
22. I. Nowick, S. Ofer, J.H. Wernick. *Phys. Lett.* 24A, 89 (67).
23. H.H. Wickman. *Phys. Rev.* 155, 563 (67).
24. R.H. Nussbaum, J.G. Dash. *Bull. Am. Phys. Soc.* 11, 49 (66).
25. H.H. Wickman, I. Nowick. *Phys. Rev.* 142, 115 (66).
26. I. Nowick. *Phys. Lett.* 15, 219 (65).
27. I. Nowick, H.J. Williams. *Phys. Lett.* 20, 154 (66).
28. S. Ofer, B. Khurgin, M. Rakavy, I. Nowick. *Phys. Lett.* 11, 205 (64).
29. I. Nowick, H.H. Wickman. *Phys. Rev. Lett.* 17, 949 (66).
30. W. Wiedemann, W. Zinn. *Phys. Lett.* 24A, 506 (67).
31. I. Nowick, S. Ofer, J.H. Wernick. *Phys. Lett.* 24A, 89 (67).
32. S. Ofer, I. Nowick. *Phys. Lett.* 24A, 88 (67).
33. Радиоспектроскопия твердого тела, Атомиздат, Москва 1967.
34. A. Lösche. *Kerninduktion* Berlin 1957.
35. G.E. Pake. *Paramagnetic Resonance* New York 1962.
36. А.М. Афанасьев, Ю. Каган. *ЖЕТФ* 45, 1680 (63).

37. P.W. Anderson, P.R. Weiss. Rev. Mod. Phys. 25, 269 (53).
38. P.W. Anderson, P.R. Weiss. J. Phys. Soc. Japan 9, 316 (54).
39. F. Van der Woude, A.J. Dekker. Phys. stat. sol. 9, 775 (65).
40. F. Van der Woude, A.J. Dekker. Solid State Comm. 3, 319 (65).
41. H. Wegner. Zs. f. Phys. 186, 498 (65).
42. E. Bradford, W. Marshall. Proc. Phys. Soc. 87, 731 (66).
43. M.M. Mc Connel. J. Chem. Phys. 28, 430 (58).
44. H.H. Wickman. Bull. Am. Phys. Soc. 10, 57 (65).
45. H.S. Gutowsky, D.W. Mc Coll, C.P. Slichter J. Chem. Phys. 21, 279 (53).
46. A. Abragam, R.V. Round. Phys. Rev. 92, 943 (53).
47. M. Blume. Phys. Rev. Lett. 14, 96 (65).
48. H.H. Wickman. Univ. of California Radiation Lab. Report UCRL- 11538 (1964).
49. А.И. Ривкин. Изв. АН СССР сер. физ. 18, 541) (52),
50. С.А. Альтшулер, Б.М. Козырев. Электронный парамагнитный резонанс,
Москва 1961.
51. W. Low, Solid State Physics Suppl. 2, 1960.
52. H.B.G. Casimir, F.K. Du Pre. Physica 5, 507 (38).
53. I. Weller. Zs. f. Phys. 79, 370 (32).
54. С.А. Альтшулер. ЖЭТФ 24, 881 (53) Изв. АН СССР сер. физ. 20, 1207 (58).
55. В.И. Аввакумов. ФММ 4, 199 (57)
56. J.H. Van Vleck. Phys. Rev. 57, 426 (40) J. Chem. Phys. 7, 72 (39).
57. R. Orbach. Proc. Roy. Soc. 264, 458 (61).
58. A.M. Clogston, B.T. Matthias, M. Peter, H.J. Williams, E. Corenzwit,
R.C. Sherwood. Phys. Rev. 125, 541 (62).
59. R.D. Taylor. Mössbauer Effect Methodology Vol. II Proceedings of the
Second Symposium on Mössbauer Effect Methodology New York 1966.
60. R.E. Watson, A.J. Freeman. Phys Rev. 123, 2027 (61).
61. W. Marshall. Phys. Rev. 110, 1280 (58).
62. G.G. Low. Proceedings of the International Conference on Magnetism,
Nottingham, England, 1964 p. 133.
63. T.A. Kitchens, P.P. Craig. J. Appl. Phys. 37, 1187 (66).
64. T.A. Kitchens, W.A. Steyert, R.D. Taylor. Phys. Rev. 138, A 467 (65).
65. R.M. Housley, J.G. Dash. Phys. Lett. 10, 270 (64).
66. L.L. van Zandt, A.W. Overhauser. Phys. Rev. 141, 583 (65).
67. R. Ingalls. Phys. Rev. 133, A 787 (64).

68. M.J. Clauser, E. Kankleit, R.L. Mössbauer. Phys. Rev. Lett. 17, 5 (66).
69. C. Hohenemser. Phys. Rev. 139 A, 185 (65).
70. J.S. Shier, R.D. Taylor. Bull. Am. Phys. Soc. 12, 378 (67).

Рукопись поступила в издательский отдел
29 ноября 1967 года.

Таблица

Ион	Вещество	Темп. °К	Время релаксац. сек.	Магн. поле кэ внеш. внут.	Замеча- ние	Литер.
Fe 57	FeNH ₄ (SO ₄) ₂ ·12H ₂ O	1,7; 4,2	3·10 ⁻⁹	12-53	536±30	/13,16,19/
	A AlNH ₄ (SO ₄) ₂ ·12H ₂ O	20-300	>10 ⁻⁷ (78°К)	0	580	/20/
	1 мол.% Fe					
	Al ₂ O ₃ 0,08 мол.% Fe	4-500	>10 ⁻⁷ (78°К)	0-20		/21/
	TiO ₂ 0,2 мол.% Fe	6-300	>10 ⁻⁸ (78°К)	0	554	/17/
	Fe ⁺⁺⁺	I-4	f(H,T)	0-30	-560	
	MgO Fe ⁺⁺	I-4	f(H,T)	0-30	-128	/12/
	Fe ⁺	I-4	f(H,T)	0-30	34	
	гемин Fe ^{III}	4-300	10 ⁻¹⁰	0		/10/
	феррихром A	I-300	10 ⁻⁸ -10 ⁻⁹	0		/11/
	дитиокарбонаты	0,3-500	10 ⁻⁸ -10 ⁻¹¹	0	330 (T _C =2,5°К)	/14,18,23/
Dy 161	Dy ₂ O ₃	20-120	>10 ⁻⁸ ($\leq 35^\circ\text{K}$)	0		/26,28/
	DyFeO ₃	I,5-300	>10 ⁻⁸ (20°К) 10 ⁻¹⁰ (140°К)	0	T _H =4,5°К	/27/
	этилсульфат диспрозия	4,2	10 ⁻⁸	0		/25/
Er 166	ErFeO ₃	I,5-4,2	(2±0,5)·10 ⁻¹¹	0	T _C =640°К T _H =4,3°К	/29/
	ErAl ₂	4,2-20	10 ⁻¹⁰ -10 ⁻¹²	0	8000 T _C =12,5°К	/30/
Yb 170	YbIG	4,2-20	(9±3)·10 ⁻¹¹ (20°К)	0	T _C =560°К	/32/
	YbGaG	4,2-20	(2±1)·10 ⁻¹¹ (20°К)	0		/32/
	YbPd ₃	4,2; 20,3	2·10 ⁻¹¹	0		/31/
	YbNi ₅	4,2; 20,3	(7±2)·10 ⁻¹² (4,2°К)	0		/31/

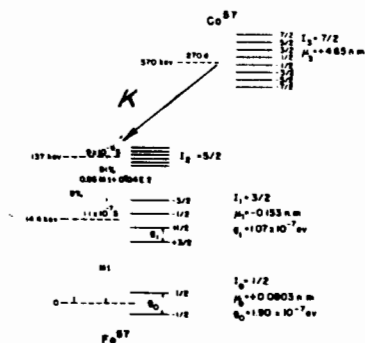


Рис. 1. Зеемановское расщепление энергетических уровней ^{57}Co и ^{57}Fe .

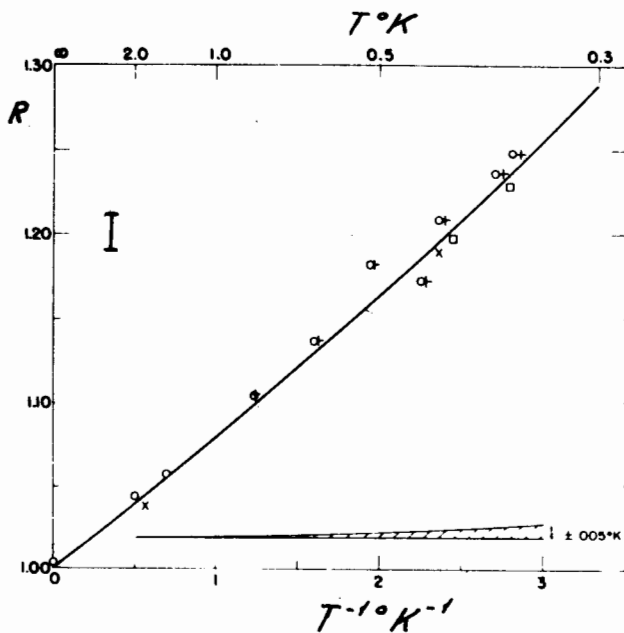


Рис. 2. Измерение температур выше $0,3^{\circ}\text{K}$ с помощью эффекта Мёссбауэра ^{57}Fe в металлическом Fe . R - отношение интенсивностей крайних линий скоростного спектра. Сплошная кривая ^3He - термометр.

I

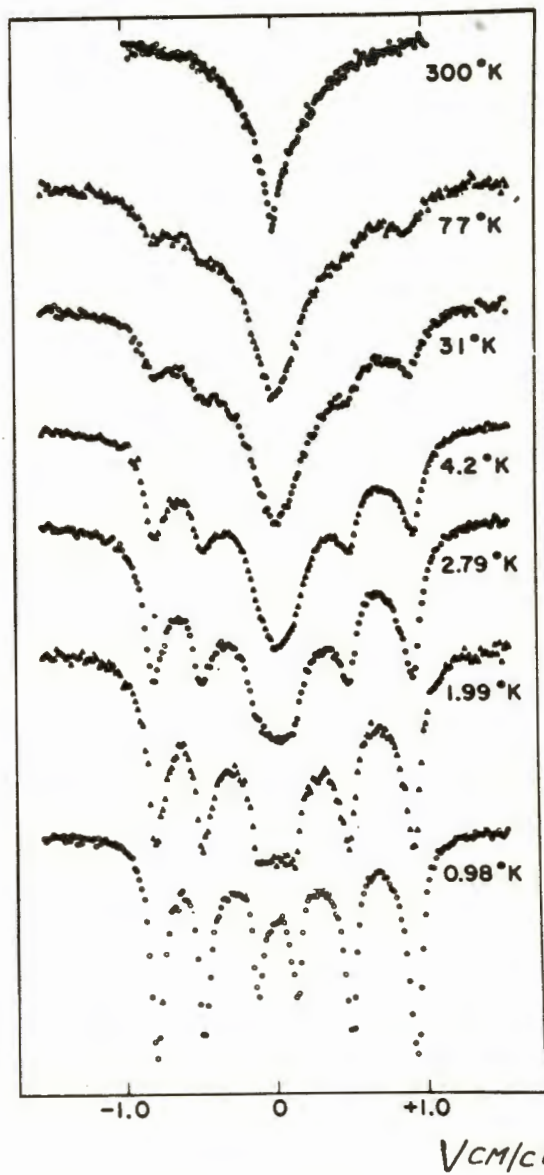


Рис. 3. Мёссбауэровский спектр ^{57}Fe в феррихроме А ^{/15/}.

I

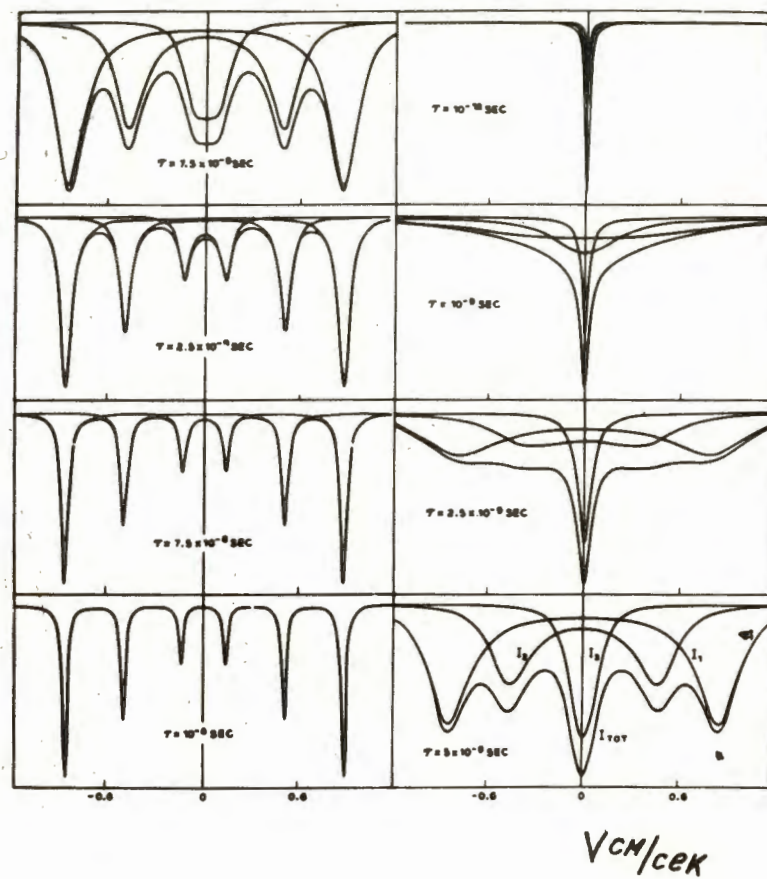


Рис. 4. Теоретический мёссбауэровский спектр ^{57}Fe в магнитном поле 550 кэ. Параметр τ характеризует релаксацию ^{/15/}.

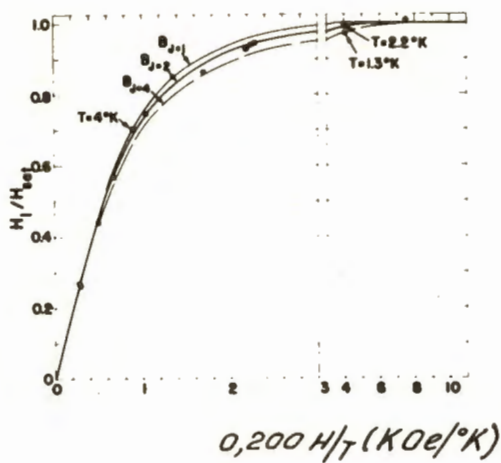


Рис. 5. Зависимость эффективного магнитного поля H_1 для ^{57}Fe в платине от внешнего поля и температуры. Сплошные кривые - функция Бриллюэна ($H_{\text{sat}} = -315 \text{ кэ}$, $(J + 1/J)\mu = 8,9 \text{ мБ}$) /59/.

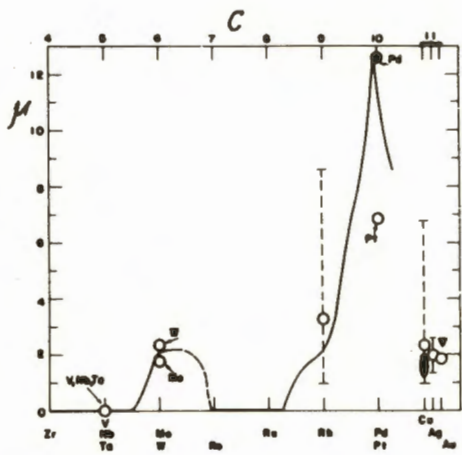
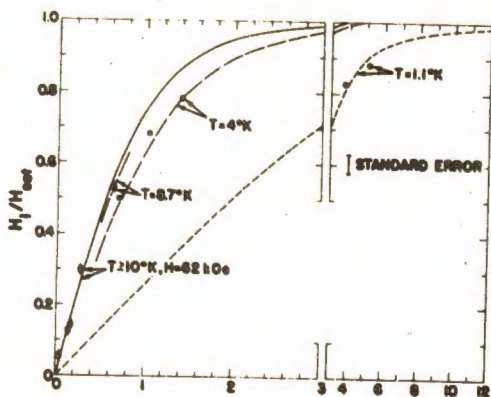


Рис. 6. Локальные магнитные моменты μ малых концентраций ^{57}Fe в разных металлах, определенные с помощью эффекта Мёссбауэра /59,63/. Сплошная кривая получена по данным магнитной восприимчивости в зависимости от концентрации электронов C .



$$0,089 \text{ H/T (Koe/}^\circ\text{K)}$$

Рис. 7. Зависимость эффективного магнитного поля H_i для ^{57}Fe в серебре от внешнего поля и температуры. Сплошная кривая - функция Бриллюэна ($H_{sat} = -40$ кэв, $(J+1/J)\mu = 40 \mu\text{Б}$); обозначение пунктирной кривой см. в тексте.

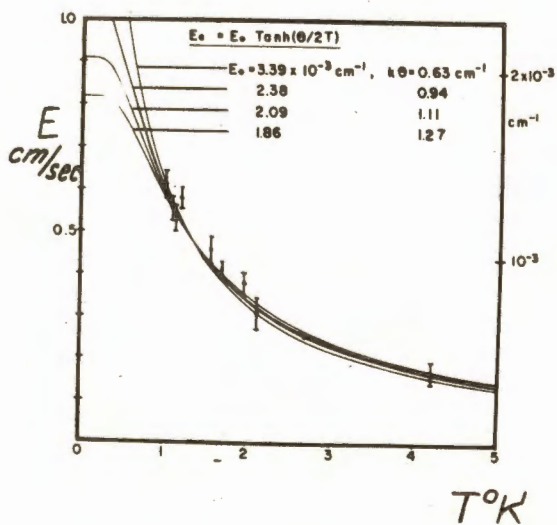


Рис. 8. Псевдоквадрупольный сдвиг ^{169}Tm в $\text{TaCl}_5 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ /88/.