

ГЛММ Fe и Mn, которое в конкуренции с $A_{FeFe} > 0$ и $A_{FeMn} > 0$ ответственно за образование спин-стекольного состояния в этих сплавах.

Авторы искренне признательны А. М. Костышину, Г. А. Такзю и И. И. Сычу за помощь в эксперименте.

Л и т е р а т у р а

- [1] Oswald A., Zeller R., Dederichs P. H. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56, N 13. P. 1419—1422.
- [2] Delley B., Ellis D. E., Freeman A. J. // J. Mag. Magn. Matter. 1982. V. 30, N 1. P. 71—86.
- [3] Coles B. R., Jamieson H., Taylor R. H., Tari A. // J. Phys. F: Metal Phys. 1975. V. 5. P. 565—574.
- [4] Mydosh J. A., Nieuwenhuys G. J., Verbeek B. H. // Phys. Rev. B. 1979. V. 20. N 3. P. 1282—1283.
- [5] Кореблит И. Я., Шендер Е. Ф. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 4. С. 1564—1571.
- [6] Nieuwenhuys G. J., Mydosh J. A., Wohlfarth E. P. // Phys. Lett. 1978. V. 66A. N 3. P. 221—222.
- [7] Mydosh J. A. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 33. N 26. P. 1562—1565.

Институт физики металлов
УрО АН СССР
Свердловск

Поступило в Редакцию
27 июня 1988 г.

УДК 539.28

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ НА ЧАСТОТЕ ЯМР В СИСТЕМЕ ПРОТОННЫХ СПИНОВ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ ОБРАЗЦЕ

Н. А. Бажанов, Д. С. Буляница, А. И. Ковалев, В. В. Поляков,
В. Ю. Траутман, Е. Д. Трифионов, А. В. Шведчиков

В [1, 2] наблюдалась генерация радиочастотных импульсов в высокодобротном колебательном контуре, в катушку индуктивности которого помещался твердотельный образец с отрицательной начальной поляризацией P_i ядерных спинов. При этом конечная поляризация P_f уменьшалась по абсолютной величине, оставаясь отрицательной. В [2] содержится также упоминание о генерации с реверсом (обращением знака) поляризации, которая наблюдалась нами совместно с авторами этой работы. Далее описаны эксперименты, в которых с ростом $|P_i|$ происходил резкий переход от генерации без реверса к генерации импульса сверхизлучения с реверсом полярizations.

Эксперименты проводились на поляризованной протонной мишени, описанной в [3]. Инвертированная населенность зеemanовских уровней протонов получалась методом динамической поляризации ядер в поле 2.45 Тл (соответствующая частота протонного магнитного резонанса (ПМР) $f_p = 104.3$ МГц). Образец — пропандиол с содержанием протонов $N = 4.5 \cdot 10^{22}$ см⁻³ находился в многомодовом цилиндрическом резонаторе СВЧ объемом 14 см³. В него была погружена катушка индуктивности, состоящая из трех витков изолированного провода диаметром 1.5 мм (диаметр витков 12 мм, длина катушки 8 мм). Для измерения поляризации методом ЯМР катушка соединялась с Q-метром кабелем длиной λ . После накачки поляризации спиновая система «замораживалась» при температуре 60—80 мК и измерялась начальная отрицательная поляризация P_i . Затем Q-метр отключался, при этом катушка и отрезок кабеля в криостате обра-

зовывали колебательный контур с резонансной частотой $f_r = 54$ МГц. Магнитное поле снижалось со скоростью не более 0.005 Тл/с. Когда частота ПМР приближалась к f_r , на запоминающем осциллографе (рис. 1) регистрировался радиочастотный импульс или серия импульсов. Затем магнитное поле увеличивалось до 2.45 Тл и измерялась конечная поляризация P_f . Более подробно некоторые детали эксперимента изложены в препринте [4].

Полученные нами зависимости от P_i некоторых величин, характеризующих процесс генерации, приведены на рис. 2. Генерация возникла при $P_{i1} = -0.07$ (для данного контура). Из рис. 2 видно, что имеется некоторое критическое значение P_{ic} , равное -0.25 . При $|P_i| > |P_{ic}|$ наблюдался линейный рост конечной поляризации P_f . При $|P_{ic}| > |P_i| > |P_{i1}|$ поляризация P_f была отрицательной и не зависела от P_i . Реверс поляризации наблюдался при $|P_i| > |P_{i2}|$, $P_{i2} = -0.32$.

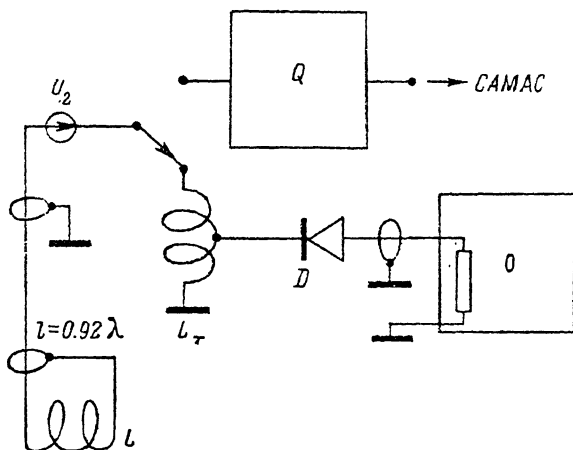


Рис. 1. Электрическая схема установки.

L — катушка индуктивности ($L = 0.14$ мкГн), L_T — индуктивный делитель 1 : 40 ($L_T \gg L$), D — диодный детектор, Q — Q-метр, O — запоминающий осциллограф, U_2 — разъем на криостате.

Начальной точке линейной зависимости P_f от P_i (точка А на рис. 2) соответствовал радиочастотный импульс со временем нарастания $\tau \sim T_2 = 40$ мкс, где T_2 — время поперечной релаксации (осциллограмма a на рис. 3). Начальной точке горизонтального участка (точка Б на рис. 2) соответствовал одиночный импульс (осциллограмма b на рис. 3), для которого $\tau \gg T_2$. Конечной точке Г (рис. 2) соответствовал одиночный импульс малой амплитуды. В промежуточных точках наблюдалась серия импульсов. Анализ рассеяния протонов на поляризованной мишени показал, что реверс поляризации происходил только в окрестности катушки.

Данное явление может быть описано уравнениями Блоха во вращающейся системе координат при адиабатической связи радиочастотного поля и вектора намагничивания $B_1 = -\alpha M$

$$\frac{dM_v}{dt} = \gamma B_1 M_x - \frac{M_v}{T_2}, \quad \frac{dM_x}{dt} = -\gamma B_1 M_v, \quad (1)$$

где B_1 — вращающаяся компонента радиочастотного магнитного поля, M_x и M_v — продольная и поперечная компоненты вектора намагничивания, γ — гиромангнитное отношение для протона, $\alpha = 2\pi\eta Q$ (Q — добротность контура, η — коэффициент заполнения). Здесь мы предполагаем, что контур настроен на частоту ПМР ($f_r = f_p$), радиочастотное поле однородно, и пренебрегаем продольной релаксацией.

Решение (1) имеет вид

$$M_x(t) = -\beta + a \operatorname{th}(t/\tau_0), \quad B_1(t) = -\frac{\alpha a}{\operatorname{ch}(t/\tau_0)}, \quad (2)$$

где $\beta = (\alpha\gamma T_2)^{-1}$, $\tau_0 = (a\alpha\gamma)^{-1} = \beta T_2/a$, амплитуда $a = |M_0 + \beta|$ определяется начальными условиями

$$M_x(-\infty) = M_0 = \mu_p N P_i, \quad B_1(-\infty) = 0 \quad (3)$$

(μ_p — магнитный момент протона).

Это решение наглядно характеризует следующие основные черты радиочастотного сверхизлучения.

1. Существование порога генерации при $M_0 = -\beta$ и порога реверса при $M_0 = -2\beta$. В последнем случае длительность импульса $\tau_0 = T_2$.

2. Выше точки реверса ($|M_0| > 2\beta$) длительность импульса становится пропорциональной N^{-1} . При этом ниже точки реверса τ_0 слабо зависит

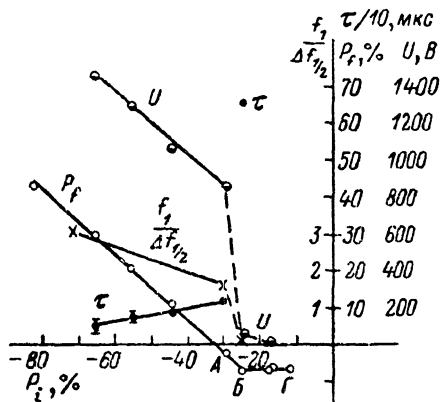


Рис. 2. Зависимости от P_i конечной поляризации P_f , амплитуды импульса U , времени нарастания импульса τ от $0.1 U$ до U , рассчитанной по значению U величины $f_1/\Delta f_{1/2}$ ($\Delta f_{1/2}$ — ширина линии ПМР, $f_1 = \gamma B_1$).

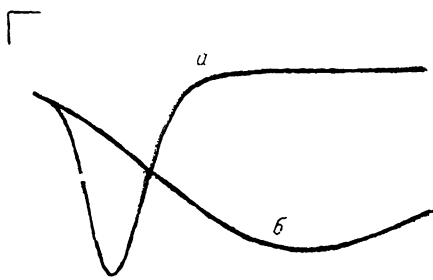


Рис. 3. Совмещенные осциллограммы протектированных радиочастотных импульсов.

a — импульс, соответствующий точке А на рис. 2 ($U=860$ В); б — импульс, соответствующий точке В на рис. 2 ($U=60$ В). Длительность всей развертки 800 мкс.

от N , и соответственно генерацию можно интерпретировать лишь как «ограниченное» сверхизлучение.

3. Конечная поляризация $P_f = M_x(\infty)/\mu_p N$ линейно зависит от начальной (со сдвигом $2\beta/\mu_p N$).

Удовлетворительное согласие с экспериментальными значениями выше порога реверса достигается при $\alpha = 2\pi\gamma Q \approx 10$. При этом оказывается заниженной величина амплитуды радиочастотного импульса U , которая, однако, по данным эксперимента не может быть оценена достаточно точно. Мы надеемся, что лучшее количественное согласие с экспериментом ниже порога реверса (значение порога генерации и объяснение горизонтального участка зависимости $P_f(P_i)$) может быть получено при учете неоднородности радиочастотного поля и расстройки контура относительно частоты ПМР, характерных для условий эксперимента.

Авторы благодарят Ю. М. Казаринова и В. Г. Вовченко за внимание к работе, авторов работы [3] за предоставленную возможность работать на их установке, Ю. Ф. Киселева и А. Н. Черникова за участие в первом эксперименте в ЛИЯФ, в ходе которого был обнаружен реверс поляризации мишени.

Л и т е р а т у р а

- [1] Bosiger P., Brun E., Meir D. Phys. Rev. A, 1978, vol. 18, N 2, p. 671—684.
 [2] Киселев Ю. Ф., Продкогляд А. Ф., Шумовский А. С., Юкалов В. И. ЖЭТФ, 1988, т. 94, № 2, с. 344—349.
 [3] Борисов Н. С., Бунятова Э. И., Киселев Ю. Ф. и др. ПТЭ, 1978, № 2, с. 32—39.
 [4] Бажанов Н. А., Ковалев А. И., Поляков В. В. и др. Препринт ЛИЯФ, № 1358. Л., 1988.