

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ V_3Ga μ^+ - МЕТОДОМ

*В.Г.Гребинчик, И.И.Гуревич, В.А.Жуков,
А.Б.Лазарев, Л.А.Левина, В.Н.Майоров,
А.П.Мыныч, Е.В.Мельников, Б.А.Никольский,
В.С.Рогонов, В.И.Селиванов, В.А.Суетин*

На примере V_3Ga показана возможность измерения μ^+ -мезонным методом относительного объема сверхпроводящей и несверхпроводящей фаз сверхпроводника второго рода в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Оценивается магнитное поле B_{c1} для сплава V_3Ga .

В работе [1] μ^+ -мезонный метод был применен для исследования ниобия и сплава свинца с индием в сверхпроводящем состоянии. В этой работе μ^+ -метод используется для изучения сверхпроводящего состояния сплавов V_3Ga . Был использован поликристаллический образец V_3Ga с числом примесей менее 0,01 ат. %, выполненный в виде диска диаметром 80 мм и толщиной 10 мм. Внешнее магнитное поле B было направлено по радиусу диска. Измерения проводились при температуре $T = 9 \pm 1$ К. Работа была выполнена на синхроциклотроне ОИЯИ в Дубне.

Как известно, в интервале магнитных полей $B_{c2} > B > B_{c1}$ сверхпроводник V_3Ga находится в шубниковской фазе, которая характеризуется частичным проникновением в сверхпроводник внешнего магнитного поля B [2,3]. Проникновение магнитного поля B в сверхпроводник хорошо регистрируется μ^+ -методом, так как спин μ^+ -мезонов, попавших в эти области металла, прецессирует с ларморовской частотой $\omega = eB/m_\mu c$, отвечающей магнитному полю B . В сверхпроводящих областях V_3Ga внешнее магнитное поле не проникает в металл и на попавшие в эти области μ^+ -мезоны будут действовать только дипольные магнитные поля от ядерных магнитных моментов ванадия и галлия. Среднее значение дипольных магнитных полей равно нулю, и поэтому они будут приводить только к релаксации спина μ^+ -мезона. Таким образом, наблюдаемая на эксперименте временная зависимость $N(t)$ счета позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада в поперечном магнитном поле B записывается как сумма двух членов, отвечающих прецессии и релаксации спина μ^+ -мезона:

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau_0} [1 - a_1 e^{-\Lambda_1^2 t^2} - a_2 e^{-\Lambda_2^2 t^2} \cos \omega t]. \quad (1)$$

Здесь $\tau_0 = 2,2$ мксек — время жизни μ^+ -мезона, a_1 и a_2 — экспериментальные коэффициенты асимметрии углового распределения позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада, соответствующие релаксации спина μ^+ -мезона в

сверхпроводящей фазе и прецессии спина μ^+ -мезона в несверхпроводящей фазе металла, Λ_1 и Λ_2 — скорости релаксации спина μ^+ -мезона в этих двух фазах. В выражении (1) принято, что как в сверхпроводящей, так и в несверхпроводящей фазах $V_3\text{Ga}$ временная зависимость релаксации спина μ^+ -мезона имеет гауссовский вид: $P_1(t) = e^{-\Lambda_1^2 t^2}$ и $P_2(t) = e^{-\Lambda_2^2 t^2}$, что является типичным для недиффундирующих частиц [4]. Из выражения (1) следует, что отношения a_1/a_Σ и a_2/a_Σ , где $a_\Sigma = a_1 + a_2$, определяют долю соответственно сверхпроводящей и несверхпроводящей фаз металла.

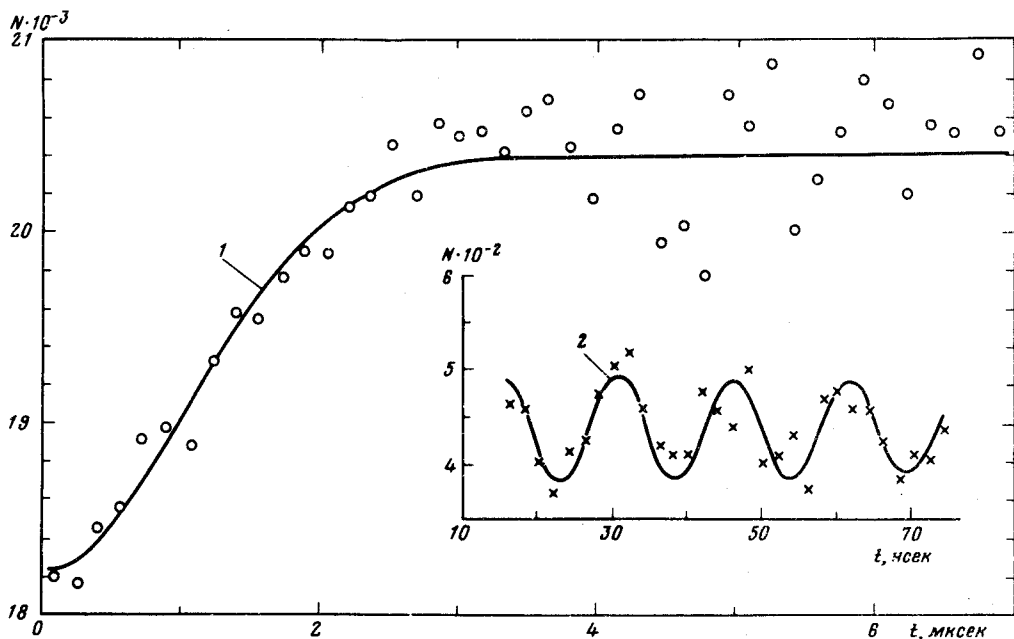


Рис.1. Релаксация спина μ^+ -мезона в сверхпроводящей фазе (кривая 1) и прецессия спина μ^+ -мезона в несверхпроводящей фазе (кривая 2) сплава $V_3\text{Ga}$ в поле $B = 5200$ э, при 9 К. Плавные кривые представляют собой расчетные зависимости (1) с временным разрешением $\delta t = 160$ нсек и $\delta t = 2$ нсек соответственно для кривых 1 и 2. Экспериментальные расчетные зависимости $N(t)$ "исправлены" на экспоненту распада μ^+ -мезона

На рис.1 приведена экспериментальная зависимость $N(t)$ для $V_3\text{Ga}$ в поперечном поле $B = 5200$ э. Зависимость $N(t)$ изображена в виде двух кривых, отвечающих двум различным временным разрешениям. Экспериментальные значения $N(t)$ для кривой 1, построенной в интервале $t = 0 - 7$ мсек. отвечают ширине канала временного анализатора $\delta t = 160$ нсек. Такое разрешение недостаточно для наблюдения быстрых осцилляций $N(t)$, соответствующих прецессии спина μ^+ -мезона в поле $B = 5200$ э в несверхпроводящей фазе. Поэтому зависимость "1"

$N(t)$ на рис.1 демонстрирует только релаксацию спина μ^+ -мезона в сверхпроводящей фазе V_3Ga . Осцилляции $N(t)$, вызываемые прецессией спина μ^+ -мезона в поле $B = 5200$ э, показаны на рис.1 при существенно более высоком временном разрешении $\delta t = 2$ нсек в интервале $t = 0 - 80$ нсек (кривая 2).

Из рис.1 видно, что μ^+ -мезонный метод позволяет одновременно наблюдать обе фазы сверхпроводника второго рода несверхпроводящую и сверхпроводящую, и определять занимаемый ими объем металла. Зависимость коэффициентов $a_1(B)$ и $a_2(B)$, а также зависимость $a_\Sigma(B)$ их суммы приведена на рис.2.

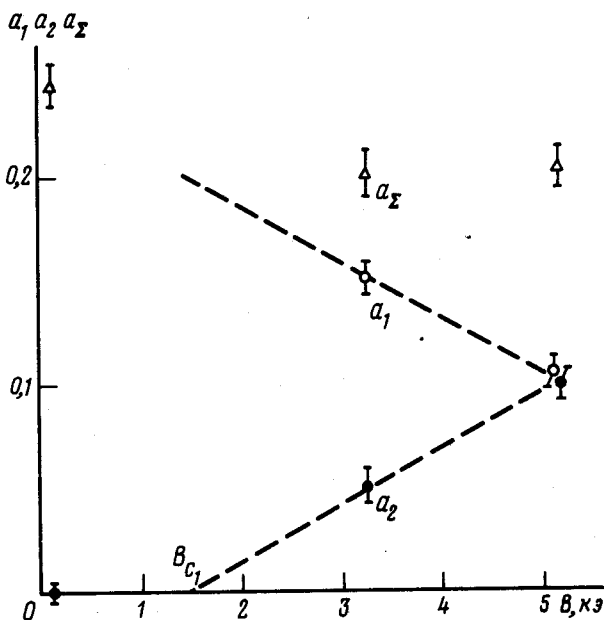


Рис.2. Экспериментальные зависимости коэффициентов a_1 , a_2 и a_Σ от внешнего поля B в V_3Ga при $T = 9$ К. Пунктирные прямые представляют собой линейные экстраполяции экспериментальных зависимостей $a_1(B)$ и $a_2(B)$

Из рис.2 видно, что с увеличением поля B объем несверхпроводящей фазы, пропорциональной величине коэффициента a_2 , увеличивается, а объем сверхпроводящей фазы, пропорциональный коэффициенту a_1 , уменьшается. Суммарный коэффициент $a_\Sigma = a_1 + a_2$, как это и должно быть, остается постоянным. Некоторое уменьшение a_Σ , наблюдаемое при $B \gtrsim 2$ кэ по сравнению со значением $a_\Sigma(B \rightarrow 0)$, объясняется, по-видимому, возникновением в сверхпроводнике второго рода областей с большой неоднородностью магнитного поля, где спин μ^+ -мезона быстро релаксирует. В малых полях B несверхпроводящая фаза практически отсутствует. Зависимость $a_2(B)$ позволяет экспериментально определить поле B_{c1} , при котором возникает расслоение сверхпроводника V_3Ga на две фазы. Линейная экстраполяция приведенной на рис.2

экспериментальной зависимости $a_2(B)$ (см. пунктирную прямую на рис.2) приводит к оценке

$$B_{c_1}(T = 9 \text{ K}) \approx 1,5 \text{ кэ.}$$

Теоретическая зависимость

$$B_{c_1}(T) = B_{c_1}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right],$$

где $T_c = 14,5 \text{ K}$ – критическая температура для сплава $V_3\text{Ga}$, позволяет вычислить значение поля B_{c_1} при $T = 0$ – $B_{c_1}(T = 0) \approx 2,5 \text{ кэ}$ и, следовательно, параметры κ и B_{c_2} , характеризующие шубниковскую фазу этого сверхпроводника [5]:

$$B_{c_2}(0) = \sqrt{2} \kappa B_c,$$

$$B_{c_1}(0) = \frac{\ln \kappa + 0,08}{2\kappa} B_c. \quad (2)$$

Из соотношений (2), следует, что $\kappa = 8$, $B_c = 20 \text{ кэ}$. При этих вычислениях использовано значение $B_{c_2} = 208 \text{ кэ}$, полученное в работе [6].

Авторы благодарны В.П.Джелепову за предоставленную возможность выполнить эту работу на синхроциклотроне ЛЯП ОИЯИ, А.В.Пирогову и А.Н.Пономареву за помощь в работе.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
28 июля 1978 г.

Литература

- [1] E.Murnick. Phys. Scripta, 11, 140, 1975.
- [2] D.Gribier, B.Jacrot, L.Madhov Rao, V.Farnoux. Phys. Lett., 9, 106, 1964.
- [3] U.Essman, H.Träuble. Phys. Lett., 24A, 526, 1967.
- [4] В.Г.Гребинник, И.И.Гуревич, В.А.Жуков, А.П.Маньч, Е.А.Мелешко, И.А.Муратова, Б.А.Никольский, В.И.Селиванов, В.А.Суетин. ЖЭТФ, 68, 1548, 1975.
- [5] А.А.Абрикосов. ЖЭТФ, 32, 1442, 1957.
- [6] G.Otto, E.Saur, H.Witzgall. J. Low Temp. Phys., 1, 19, 1969.