ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р8-5733

И.С. Хухарева, И.Н. Гончаров

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗИСТИВНОГО ПОВЕДЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СПЛАВА Nb+80% Zr В ОБЛАСТИ H_{c2}

1971

Р8-5733

И.С. Хухарева, И.Н. Гончаров

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗИСТИВНОГО ПОВЕДЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СПЛАВА Nb+80% Zr В ОБЛАСТИ H_{c2}

Направлено в ЖЭТФ

Одной из важных характеристик сверхпроводника второго рода является верхнее критическое поле.

В настоящее время известны три различных теоретических определения этой величины:

1. Из теории ГЛАГ[1] для грязных сверхпроводников ($\ell \ll \xi_0$) при $T = 0$

$$H_{c2}(0) = 2{,}6 \cdot 10^4 \, \gamma T_c \, \rho_n , \tag{1}$$

где $\gamma \left[\frac{\text{эрг.}}{\text{см}^3 \cdot \text{град.}^2} \right]$ – коэффициент линейного члена электронной теплоемкости, T_c [^0K] – критическая температура сверхпроводящего перехода, ρ_n [$\Omega \cdot$ см.] – удельное сопротивление в нормальном состоянии.

2. По формуле Маки[2], учитывающей спиновый парамагнетизм Паули,

$$H^*_{c2}(0) = \frac{H_{c2}(0)}{(1 + a^2)^{1/2}} \qquad (T = 0), \tag{2}$$

где

$$a = \sqrt{2} \, \frac{H_{c2}(0)}{H_p(0)} , \quad H_p(0) = 18400 \, T_c .$$

3. В теории Вертзамера и др. [3] учитывается как спиновый парамагнетизм электронов, так и спин-орбитальное рассеяние. Для случая $t \equiv T/T_c = 0$ в работе [4] получена зависимость нормированного критического поля h^*, где

$$h^*(T=0) = \frac{H^{**}_{c2}(0)}{(-dH^{**}_{c2}(t)/dt)_{t=1}},$$

от параметров α и λ_{s0}, α – параметр Маки.

$$\lambda_{s0} = \frac{\hbar}{3\pi k T_c \tau_{s0}}, \quad \tau_{s0} = \frac{\ell_{s0}}{v_F}.$$

ℓ_{s0} – средняя длина свободного пробега электронов для спин-орбитального рассеяния (предполагается, что $\ell_{s0} \gg \ell$), v_F – скорость Ферми, H^{**}_{c2} – верхнее критическое поле этой теории.

Такая нормировка была введена Вертзамером [5] для сравнения теоретически рассчитываемого h^* с получаемым экспериментально. Из неё, в частности, в предельном случае $\alpha = 0$, $\ell \ll \xi_0$ получается следующее выражение для критического поля ГЛАГ:

$$H_{c2}(0) = 0{,}693\ (dH^{\text{эксп.}}_{c2}/dt)_{t=1}. \qquad (3)$$

Однако надо отметить, что величина $H_{c2}(0)$, определенная по формулам (1) и (3), не всегда однозначна (см., например, таблицу 1 и работу [6], в которой представлены экспериментальные значения $(dH_{c2}/dt)_{t=1}$; T_c; ρ_n; γ). Параметры теории α и λ_{s0} можно определить из электронных постоянных нормального состояния:

$$\alpha = 2{,}35\ \rho_n\ \gamma, \qquad (4)$$

если $H_{c2}(0)$ считать по (1),

$$a = 5{,}33 \cdot 10^{-5} \left(dH_{c2}^{\text{экспр.}}/dT\right)_{T = T_c} \qquad (5)$$

для $H_{c2}(0)$ по (3),

$$\lambda_{s0} = \frac{2{,}97 \cdot 10^{-13}}{\rho_n \gamma T_c \ell^2}, \qquad (6)$$

в предположении, что $\ell_{s0} = 2\ell$ [4].

В случае сплавов и соединений с критическим полем $\gtrsim 50$ кэ экспериментальные результаты наиболее удовлетворительно описываются последней теорией /7,8/.

В настоящей работе проведено измерение $H_{c2}(T)$ и $H_{c3}(T)$ на образцах сплава Nb + 80 % Zr. Полученное значение $H_{c2}^{\text{экспр.}}(0)$ сравнивается с теоретическим. Температурная зависимость $H_{c3}^{\text{экспр.}}$ сравнивается, во-первых, с теорией поверхностной или зародышевой сверхпроводимости при наличии парамагнитного эффекта /10/ и, во-вторых, с теорией, учитывающей флуктуационные явления /11,12/.

Образцы в виде плоских пластин размером 0,1 x 1,6 x 40 мм^3 после механической обработки подвергались рекристаллизационнному отжигу при 1000°C в течение 1 часа в вакууме $\approx 10^{-6}$ мм с последующим быстрым охлаждением. Значения H_{c2} и H_{c3} определялись из резистивных характеристик сверхпроводящего перехода во внешнем магнитном поле, параллельном или перпендикулярном плоскости пластины. Ток в образце всегда был направлен перпендикулярно магнитному полю. Измерения проводились в интервале температур от 4,2°K до $T_c = 8{,}1^\circ$K. На рис. 1 представлены типичные зависимости R(H) в параллельном и перпендикулярном ($H_\perp$) полях при T = const для разных значений измерительного тока. Как видно из рисунка, за $H_{c2}^{\text{экспр.}}$ принимается значение поля, соответствующее характерному излому на кривых, выше

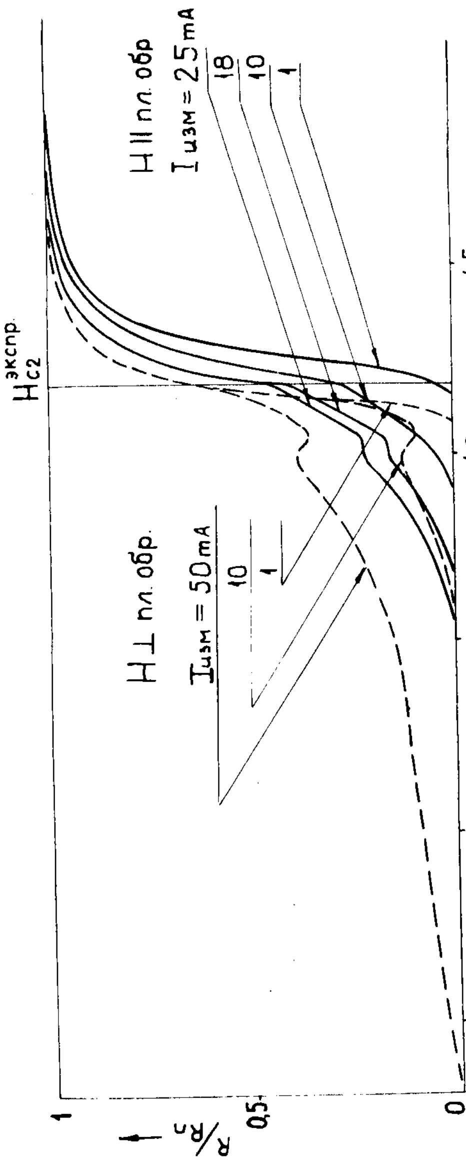

Рис. 1. Зависимость $R(H)$ для $H_{\perp}$ (пунктирная линия) и $H_{||}$ (сплошная линия) при разных значениях измерительного тока; $T = 6{,}2^{o}K$.

которого $R(H)$ для разных измерительных токов совпадают. Так как основная часть измерений сделана при токе через образец $1\,mA$ ($I = 0{,}6\ A/см^2$), на основании вышеизложенного, за $H_{c2}^{экспр.}$ в случае $H_{\perp}$ принималось поле, соответствующее $R/R_n \approx 0{,}6$, в случае $H_{||}$ – $R/R_n \approx 0{,}05$. Полученные таким образом $H_{c2}^{экспр.}$ с хорошей точностью ложатся на одну кривую (см. рис. 4). В случае непосредственной записи $R(H)$ на двухкоординатном самописце за $H_{c3}^{экспр.}$ принималось поле, в котором $R/R_n = 0{,}98$. Кроме того, $H_{c3}^{экспр.}$ определялось более точно из вольт-амперных характеристик образца. Как видно из рис. 2в, при $R/R_n \gtrsim 0{,}9R_f/R_n$ и R/R_n совпадают, что соответствует на графике $U(I)$ (рис. 2а) прямой линии, выходящей из начала координат. Записывая такие вольт-амперные характеристики на двухкоординатном самописце для разных $H = const$ в широком интервале I и U, можно с большой точностью определить изменение их наклона, и, следовательно, $H_{c3}^{экспр.}$ для любого R/R_n. В частности, на рис. 4 приведены значения $H_{c3}^{экспр.}$, соответствующие $R/R = 1$.

Следует отметить изменение вида вольт-амперных характеристик при уменьшении магнитного поля (рис. 2 и 3). Строго прямолинейные $U(I)$, о которых говорилось выше, при некотором значении H' претерпевают излом и образуют два линейных участка, наклоны которых заметно отличаются друг от друга (например, при $T = 7^{o}K$, $H' \approx 27$ кэ; см. рис. 2). Начиная с этого момента $R_f \neq R$. Дальнейшее уменьшение поля приводит к постепеннному искривлению первого участка, который вначале выходит из нуля, а затем, при еще больших H, кривые $U(I)$ сдвигаются вправо. При измерении начальных участков $U(I)$ на более чувствительном приборе (с точностью до 0,01 мкв) было обнаружено, что начальная линейная зависимость $U(I)$ имеет место даже при заметном отличии критического тока от нуля. Обычная экспоненциальная зависимость U от I появляется только при достаточном удалении от H_{c2}. На рис. 3 такое видоизменение вольт-амперных характеристик по

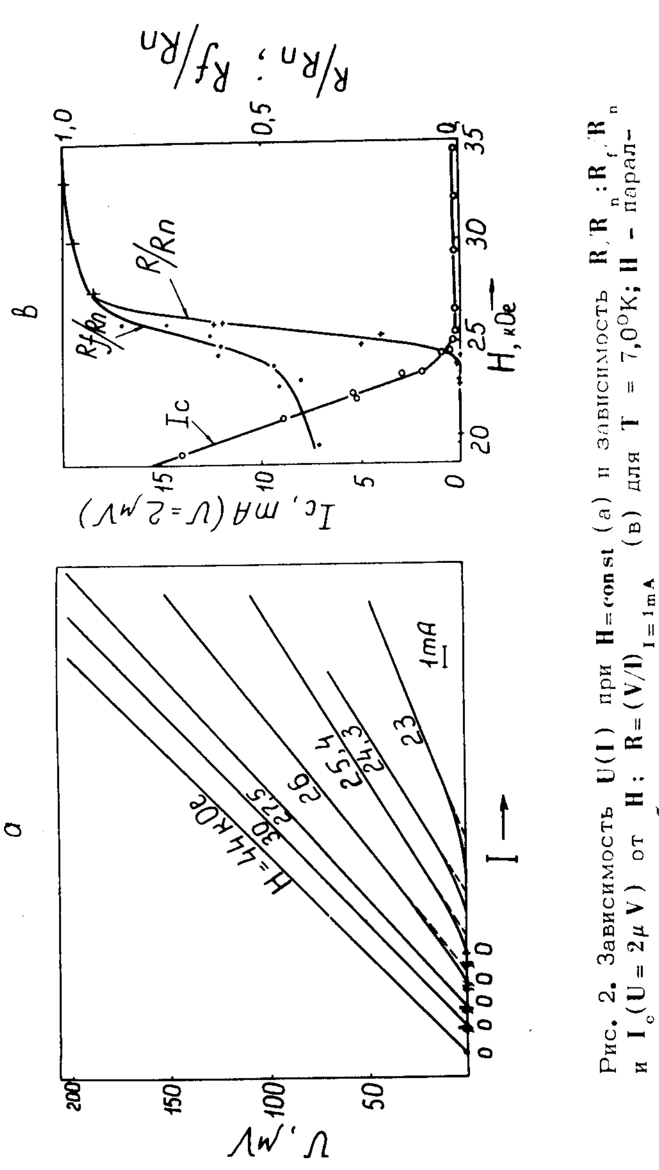

Рис. 2. Зависимость $U(I)$ при $H = const$ (а) и зависимость R/R_n; R_f/R_n и $I_c(U = 2\mu V)$ от H; $R = (V/I)_{I=1mA}$ (в) для $T = 7{,}0^{\circ}K$; H – параллельно плоскости образца.

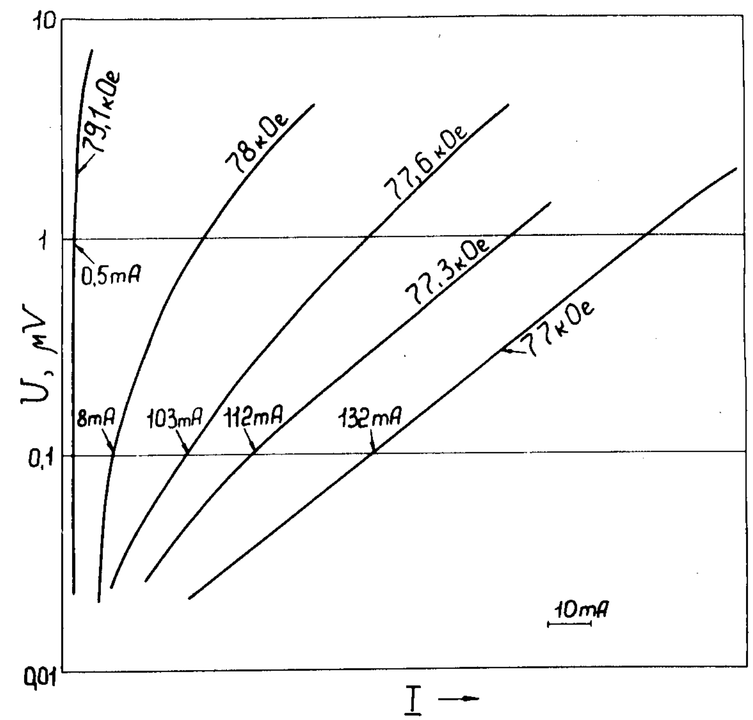

Рис. 3. Зависимость $\lg U$ от I при разных значениях H; $T = 4{,}2^{\circ}K$.

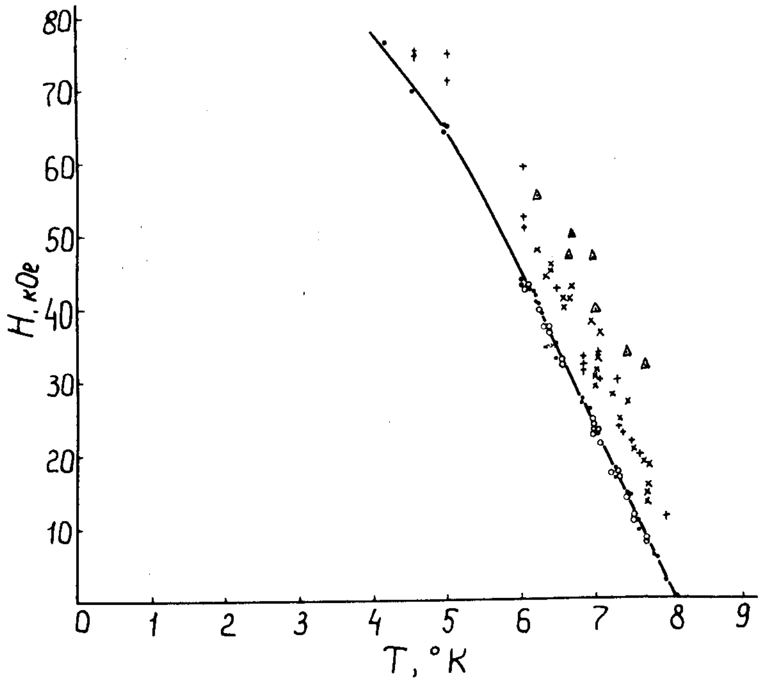

Рис. 4. Зависимость $H_{c2}^{экспр.}$; $H_{c3}^{экспр.}$ от T . Обозначения:

• $H_{\perp}$, o $H_{||}$ } $H_{c2}^{экспр.}$;

+ $H_{\perp}$, ⊕ $H_{||}$ } $H_{c3} \equiv H|_{R/R_n=0,98}$

△ $H_{c3}^{экспр.}$, определенное из $U(I)$ образца и соответствующее полю, для которого $(U/I) \equiv R_n$, т.е. $R/R_n = 1$.

мере уменьшения H изображено в полулогарифмических координатах, так что начальный линейный участок представляется в виде кривой с вертикальной нижней частью, определяющей конечный критический ток.

На рис. 4 представлена зависимость $H_{c2}^{экспр.}$ от температуры. Вблизи $T = T_c$ экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую линию, что дает возможность рассчитать $(dH_{c2}^{экспр.}/dT)_{T=T_c} = 22$ кэ. Для сравнения с теорией была определена величина $H_{c2}^{экспр.}(0)$. Согласно /13/, для сплава Nb + 80% Zr хорошо выполняется зависимость: $H_{c2}^{экспр.}(t) = H_{c2}^{экспр.}(0)(1 - t^2)$, так что $H_{c2}^{экспр.}(0) = 104$ кэ получено путем экстраполяции к $t = 0$ линейной зависимости $H_{c2}^{экспр}(t^2)$. Некоторые экспериментальные характеристики, усредненные по нескольким образцам, и значения, рассчитанные по формулам (1)-(6), собраны в таблицу 1. Полученное экспериментально значение верхнего критического поля лучше всего согласуется с теорией, учитывающей наряду со спиновым парамагнетизмом влияние спин-орбитального взаимодействия. Это наглядно иллюстрируется в таблице II , которая дает отклонение $H_{c2}^{экспр.}(0)$ от значения, рассчитанного по соответствующей теории.

Нужно учесть, что при вычислении λ_{s0} был введен ряд допущений, а входящий в определение a и λ_{s0} коэффициент γ получен экстраполяцией.

На основании экспериментальных данных получена зависимость от температуры отношения $H_{c3}(T)/H_{c2}(T)$. Как следует из рис. 5, на котором проводится сравнение с теорией Сан-Жама, описывающей температурный ход $H_{c3}^*(T)/H_{c2}^*(T)$ для разных значений a /10/, в области $T/T_c = 0,6 \div 0,8$ экспериментальные точки лежат несколько ниже теоретической кривой, в то время как вблизи T_c наблюдается значительный рост $H_{c3}^{экспр.}/H_{c2}^{экспр.}$ по сравнения с предельной теоретической величиной 1,69.

Таблица I

T_c, °K	ρ_n, Ω см	$\left(\frac{dH_{c2}^{эксп}}{dT}\right)_{T=T_c}$ kOe	$H_{c2}^{эксп}(0)$ kOe	$H_{c2}(0)$ по ф-ле (1) [1]	$H_{c2}(0)$ по ф-ле (3)	α по ф-ле (4)	α по ф-ле (5)	$H_{c2}^{*}(0)$: $H_{c2}(0)$ по (1) α по (4)	$H_{c2}^{*}(0)$: $H_{c2}(0)$ по (3) α по (5)	$h^{*эксп}(0)$ [2]	λ_{so} по ф-ле (6) [3]	$h^{*}(0)$ [4]
8,I	86,2·I0^{-6}	22	I04	I69	I23	I,9	I,2	79	79	0,585	8,45	0,62(α=I,9) 0,67(α=I,2)

I) Значение $\gamma \simeq 0{,}93\cdot10^{4}\ \frac{эрг}{см.^3 град^2}$ для $Nb-30\%Zr$ получено экстраполяцией из литературных данных /9/.

2) $h^{*эксп}(0) \equiv \dfrac{H_{c2}^{эксп}(0)}{T_c\left(\frac{dH_{c2}^{эксп}(T)}{dT}\right)_{T=T_c}}$

3) Входящая в ф-лу (6) средняя длина св.пробега электрона определялась по формуле:

$\ell = 1{,}27\cdot10^{4}\left[\rho_n N^{2/3}\left(S/S_f\right)\right]^{-1}$, где N - число валентных электронов в I см^3, а $\left(S/S_f\right)$ =0,6 /4/.

4) Определено из графика работы /4/ по расчётным параметрам α (ф-лы (4), (5) и λ_{so} (ф -ла 6).

Таблица II

ГЛАГ	Маки	Вертзамер и др.
53% (по ф-ле 1) 18% (по ф-ле 3)	24%	6% (для a по ф-ле 4) 14% (для a по ф-ле 5)

С другой стороны, согласно /11/, при $T\to T_c$ в сверхпроводниках II рода с экстремально малой длиной свободного пробега электронов ($\ell \approx 10^{-8}$ см) существенную роль должны играть флуктуационные явления. Для наших образцов из оценок по ρ_n получили $\ell \approx 5.10^{-8}$см. В работе /12/ рассчитано влияние термодинамических флуктуаций на уменьшение сопротивления ниже R_n в области $H>H_{c2}$. Относительная ширина "размазанности" перехода $\delta h = \dfrac{H|_{R=R_n} - H_{c2}}{H_{c2}}$ должна расти как $1/(T_c-T)$ при $T\to T_c$ (предполагается, что $[H|_{R=R_n} - H_{c2}] \ll H_{c2}$). На рис. 6 представлена экспериментальная зависимость δh от $1/(T-T)$, где за величину δh принято отношение $\dfrac{H_{c3}^{экспр.}|_{R=R_n} - H_{c2}^{экспр.}}{H_{c2}^{экспр.}}$.

Таким образом, можно думать, что слишком большая "размазанность" сверхпроводящих переходов при температурах, близких к T_c, скорее всего вызвана флуктуационными явлениями. Вопрос о роли поверхностной сверхпроводимости требует дополнительных измерений и пока остается открытым.

Литература

1. ВЛ. Гинзбург, Л.Д. Ландау. ЖЭТФ, 20, 1064 (1950).
А.А. Абрикосов. ЖЭТФ, 32, 1442 (1957).
Л.П. Горьков. ЖЭТФ, 37, 1407 (1959).
Л.П. Горьков. ЖЭТФ, 37, 835 (1959).

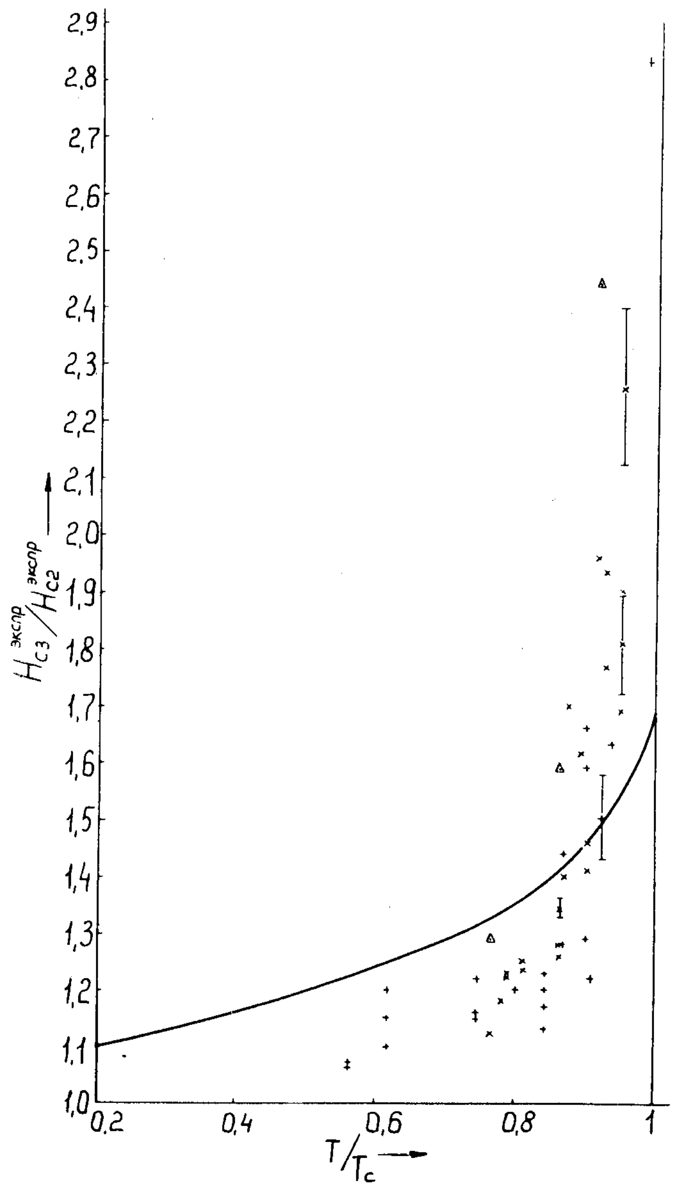

Рис. 5. Зависимость $H_{c3}^{\text{экспр.}}/H_{c2}^{\text{экспр.}}$ от $t = T/T_c$. Сплошная линия – теоретическая кривая, полученная Сан-Жамом [10] для $a^2 = 4$.

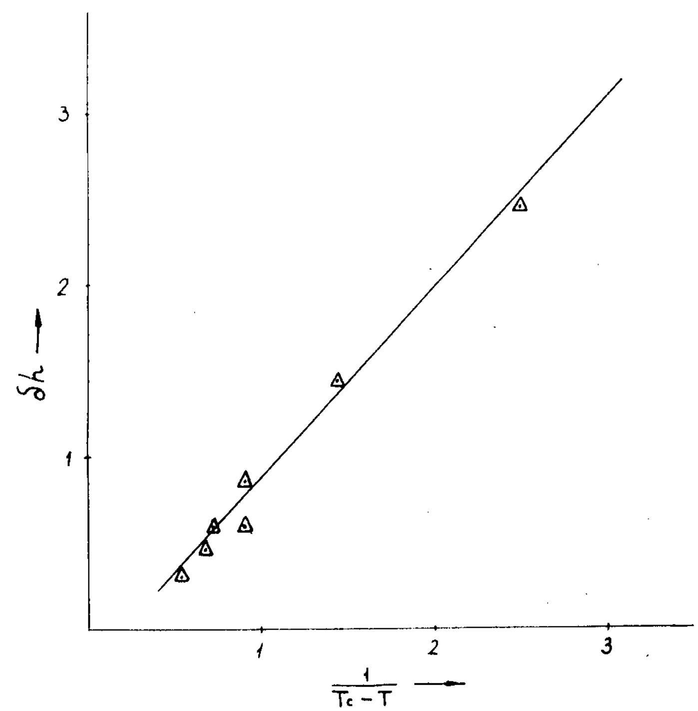

Рис. 6. Зависимость $\delta h = \dfrac{H_{c3}^{\text{экспр.}}\big|_{R=R_n} - H_{c2}^{\text{экспр.}}}{H_{c2}^{\text{экспр.}}}$ от $\dfrac{1}{T_c - T}$.

2. K. Maki. Physics, 1, 127 (1964).

3. N.R. Werthamer, E. Helfand, P.C. Hohenberg. Phys.Rev., 147, 295 (1966).

4. R.R. Hake. Appl.Phys.Lett., 10, 189 (1967).

5. E. Helfand, N.R. Werthamer. Phys.Rev., 147, 288 (1966).

6. K. Hechler, G. Horn, G. Atto, E. Saur. Y.Low Temp.Phys., 1, 19 (1969).

7. A.R. Strnad and Y.B. Kim. Proceedings of the Symposium on Quantum Fluids. University of Sussex (1965).

8. L.Y. Neuringer, Y. Shapira. Phys.Rev.Lett., 17, 81 (1966).

9. F. Heiniger, E. Bucher, Y. Muller. Physik Kondensierten "Физика низких температур", ИЛ., (1959), стр. 336.

10. Д. Сан-Жам, Г. Сарма, Е. Томас. "Сверхпроводимость второго рода", русский перевод - изд. "Мир" (1970), стр. 218; D. Saint-James. Phys.Lett., 23, 177 (1966).

11. K. Maki. Progress of Theor.Phys., 39, 897 (1968).

12. D.R. Tilley, Y.B. Parkinson. Y. Phys. C (Solid St.Phys.) 2, 2175 (1969).

13. S.Y. Williamson. Phys.Rev., 23, 629 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 апреля 1971 года.