

# ПОВЕРХНОСТНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ВАНАДИЯ

*И. Н. Хлюстиков\**

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук  
119334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18 ноября 2020 г.,  
после переработки 15 декабря 2020 г.  
Принята к публикации 16 декабря 2020 г.

Обнаружено, что в ванадии критическая температура поверхностной сверхпроводимости  $T_{cs}$  на 0.04 К превышает критическую температуру сверхпроводимости объема  $T_{cv}$ . Незатухающие токи поверхностной сверхпроводимости могут эффективно обеспечить захват магнитного потока. Оценка плотности критического тока поверхностной сверхпроводимости дает величину порядка  $j_s = 5 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> при  $T = T_{cv}$ .

DOI: 10.31857/S0044451021030147

## 2. ОБРАЗЕЦ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Явление поверхностной сверхпроводимости известно давно, и его теоретическое описание, данное Де Женем [1], можно найти практически во всех посвященных сверхпроводимости книгах. При этом совпадение критических температур объема и поверхности принимается как постулат. Кроме того, нигде не обсуждаются такие вопросы, как возможность захвата магнитного потока токами поверхностной сверхпроводимости и каковы критические значения этих токов.

Исследованиям сверхпроводимости в ванадии посвящено удивительно мало работ. В качестве примера можно указать на работы [2, 3]. Из них известно, что ванадий является сверхпроводником второго рода с параметром Гинзбурга – Ландау 1.8 [2] или 0.78 [3]. Критическая температура  $T_c$  ванадия считается равной 5.45 К.

Известны также работы по исследованию сверхпроводящих свойств малых частиц и пленок ванадия, например [4, 5].

Целью настоящей работы являлось магнитометрическое исследование сверхпроводящих свойств ванадия вблизи его критической температуры.

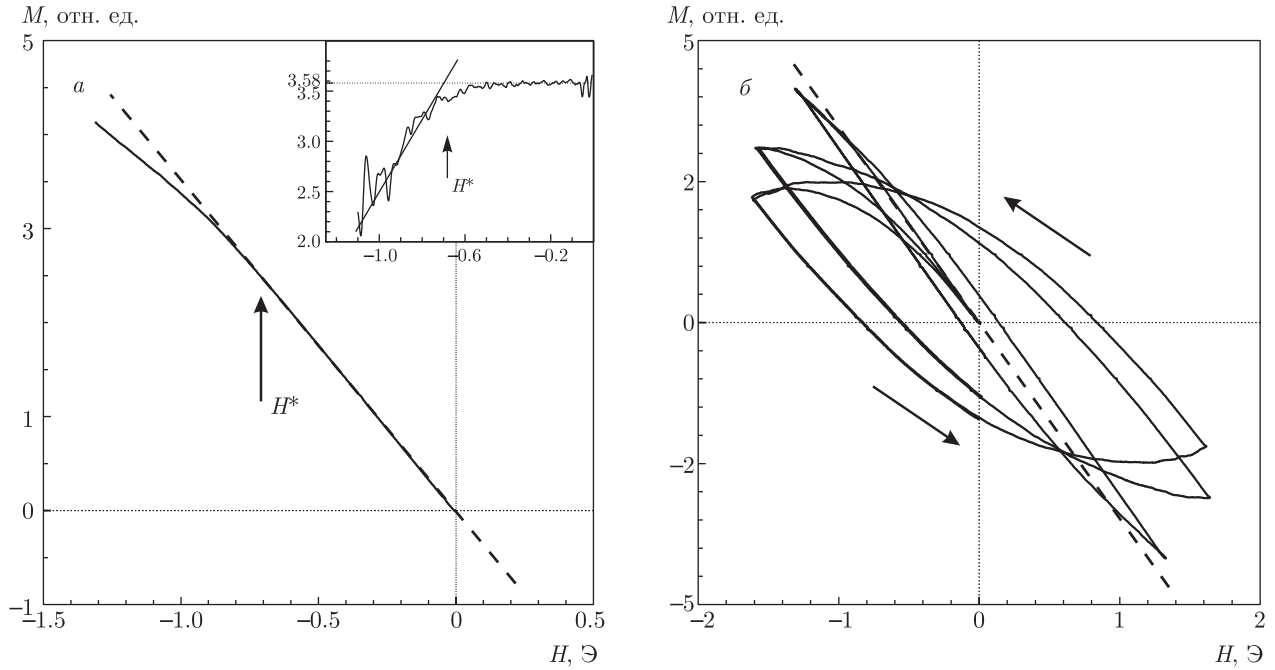
Исследовавшийся образец ванадия был сферической формы. При его изготовлении из исходного монокристалла вначале вырезался кубик, который затем был обточен в вихревой воздушной ячейке, внутренняя поверхность которой была выложена мелкой шкуркой. Поврежденный поверхностный слой удалялся химическим травлением. Диаметр изготовленного образца ванадия составил 1 мм.

Такой форме образцов соответствует точно определенное значение размагничивающего фактора 1/3. Кроме того, сфера очень привлекательна для бесконтактных магнитометрических исследований поверхностной сверхпроводимости. На «экваторе» образца, все точки которого эквивалентны друг другу, внешнее приложенное магнитное поле везде касательно к поверхности шара. Соответственно, вблизи экватора следует ожидать возникновения четко локализованных замкнутых сверхпроводящих контуров, порожденных поверхностной сверхпроводимостью.

Измерения проводились при помощи SQUID-магнитометра [6], который позволяет регистрировать зависимости  $M(H)$  (магнитного момента образца от внешнего магнитного поля) при фиксированной температуре, а также зависимости  $M(T)$  при фиксированном внешнем поле.

$(H, T)$ -область проведенных исследований была ограничена конечным динамическим диапазоном системы регистрации магнитного момента. Отношение (максимальный регистрируемый сигнал)/(уровень шума) составило порядка  $10^7$ .

\* E-mail: KHLIY@kapitza.ras.ru



**Рис. 1.** *а* — Начальная часть записи зависимости  $M(H)$  при развертке приложенного к образцу поля от нуля. Температура близка к критической. Штрихи — результат измерений при низких температурах. На врезке — результат численного дифференцирования. *б* — Эволюция петель гистерезиса при приближении к критической температуре. Стрелки — направление обхода петель

Измерения проводились при температурах от 4.2 К до температур, примерно на 1 К превышающих критические температуры ванадия. Температура определялась по показаниям термопары медь–золото, а малые смещения по температуре — по изменению режима нагревателя.

Дополнительная калибровка установки проводилась по магнитному моменту одиночного витка, через который пропускался хорошо контролируемый ток. Виток из медной проволоки 0.01 мм был намотан на кварцевый каркас диаметром 1.6 мм.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

При низких температурах, в пределах доступной области наблюдений  $-2 \text{ Э} < H < 2 \text{ Э}$ , зависимости  $M(H)$  оказались линейными и полностью обратимыми, без каких-либо признаков гистерезиса.

При несколько более высоких температурах, вблизи критической, начальный участок зависимостей  $M(H)$  остается точно таким же, как и при низких температурах, полностью обратимым. Однако при дальнейшем увеличении приложенного поля зависимости  $M(H)$  отклоняются от линейных, что

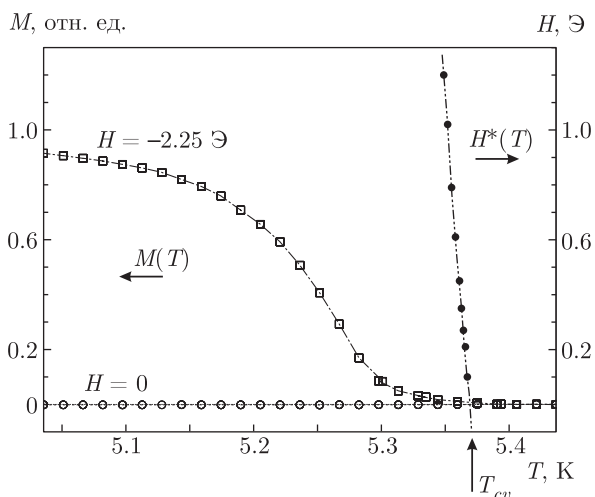
указывает на то, что магнитное поле начинает проникать в образец (рис. 1а). Представленная на рисунке экспериментальная запись и аналогичные ей были сделаны после предварительных нагревов образца до его нормального состояния и охлаждений до выбранной температуры при  $H = 0$ .

Поскольку размагничивающий фактор образца точно известен, представляется обоснованным связать наблюдаемое поле излома  $H^*$  с критическим полем объемной сверхпроводимости  $H_{c1} = (3/2)H^*$ .

При развертке внешнего поля до величин, превосходящих поле  $H^*$ , зависимости  $M(H)$  становятся гистерезисными (рис. 1б). Обычно подобное поведение зависимостей  $M(H)$  связывают с проявлением пиннинга.

В силу жесткой связи между  $H_{c1}$  и  $H^*$  температурная зависимость критического поля  $H^*(T)$  позволяет определить критическую температуру для объема образца  $T_{cv}$ , как показано в правой части рис. 2.

На этом же рисунке показаны результаты измерений магнитного момента образца при его охлаждении в постоянном, не изменяющемся магнитном поле и без него. Следует особо подчеркнуть, что в



**Рис. 2.** Температурные зависимости критического поля  $H^*$  и магнитного момента образца при его охлаждении в неизменном внешнем поле

обоих случаях никакого заметного магнитного момента не возникает вплоть до температуры  $T_{cv}$ . Следовательно, есть все основания утверждать, что при температурах выше  $T_{cv}$  никакой сверхпроводимости в объеме образца не существует.

Неожиданный результат появляется при развертке внешнего поля, если температура превышает  $T_{cv}$ . Зависимости  $M(H)$  остаются гистерезисными. Наличие гистерезиса на зависимостях  $M(H)$  однозначно свидетельствует, что и при температурах больших  $T_{cv}$  остается возможность захвата образцом магнитного потока. Важно также, что при остановке развертки поля магнитный момент остается неизменным, т. е. индуцированный изменяющимся внешним полем ток не затухает.

Кроме регистрации частных петель удастся показать существование предельной петли, на которую зависимости  $M(H)$  выходят при достаточно широком диапазоне развертки прикладываемого поля (рис. 3а). Эта предельная петля оказывается одной и той же независимо от того, в нулевом или конечном поле производилось предварительное охлаждение образца.

При увеличении температуры амплитуда наблюдаемой предельной петли гистерезиса, как показано на рис. 3б, уменьшается. При этом все ее характерные черты полностью сохраняются.

Принципиальное отличие полученных зависимостей  $M(H)$  на предельной петле гистерезиса от похожих зависимостей, обусловленных пиннингом, заключается в том, что экстремальные величины маг-

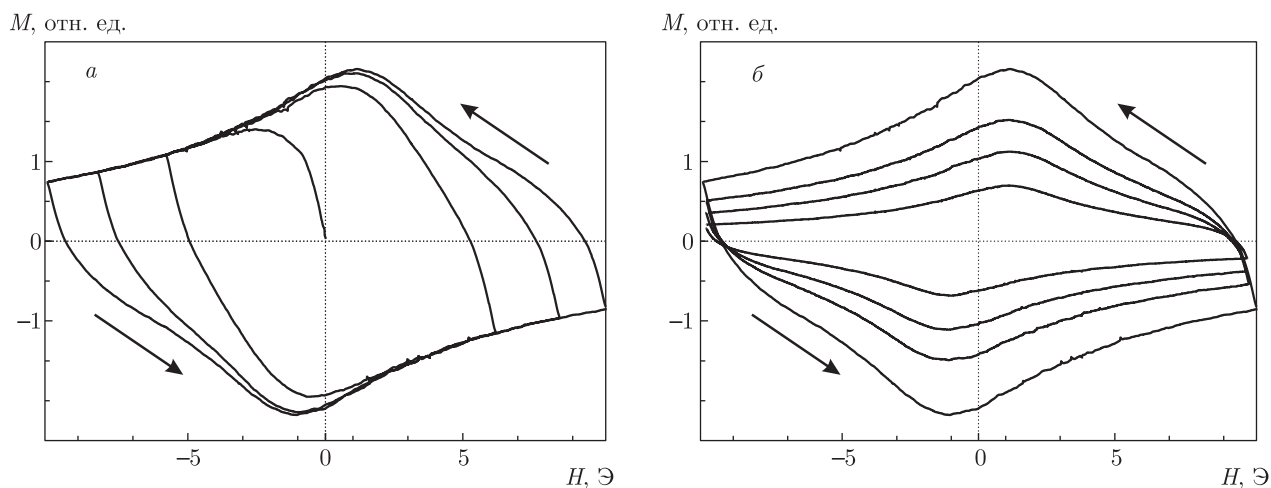
нитного момента наблюдаются ДО, а не ПОСЛЕ прохождения внешнего поля через нуль. Еще одной важной чертой предельной петли  $M(H)$  является ее симметрия. И верхняя, и нижняя ветви петли четны относительно поля наблюдения экстремума магнитного момента.

Температурные зависимости амплитудной величины магнитного момента на предельной петле гистерезиса представлены на рис. 4. При температурах выше  $T_{cs}$  зависимости  $M(H)$  становятся линейными и полностью обратимыми. Состояние образца в этих условиях следует считать нормальным. Разность температур  $T_{cs}$  и  $T_{cv}$  составила 0.04 К.

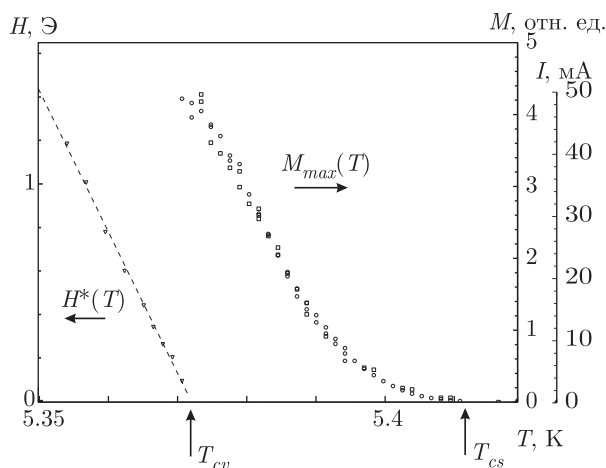
Зарегистрированные зависимости магнитного момента образца и характерный ромбообразный вид предельной петли гистерезиса однозначно свидетельствуют о существовании в образце при температурах между  $T_{cv}$  и  $T_{cs}$  тонкого сверхпроводящего контура. Этот контур может располагаться только на поверхности образца. Более того, можно утверждать, что он локализован вблизи «экватора» образца, поскольку нормальная компонента магнитного поля подавляет поверхностную сверхпроводимость. Таким образом, диаметр захватывающего магнитный поток контура равен диаметру образца. Подобный вывод подтверждается также тем, что на начальном этапе записи частной петли, сразу после изменения направления развертки приложенного поля, величина производной  $dM/dH$  соизмерима с восприимчивостью образца в заведомо сверхпроводящем состоянии.

Отсюда, используя проведенные калибровки, получается, что критический ток  $I_c$  (контурный ток на предельной петле гистерезиса) при  $T_{cv}$  может достигать величин 50 мА. Координатная ось в единицах тока также показана в правой части рис. 4.

Смещение экстремальных значений магнитного момента на предельной петле гистерезиса относительно нуля внешнего поля вызывается индуцированным в контуре током. Поле этого тока снаружи образца направлено против разворачиваемого поля, соответственно, нулевые значения на поверхности реализуются раньше, чем внешнее поле становится равным нулю. В проведенных экспериментах смещение максимума  $M$  относительно нуля приложенного поля составило примерно 1 Э (см. рис. 3). Это позволяет сделать оценку протяженности сверхпроводящего токнесущего контура вдоль «меридиана». Она составила 0.2 мм (при токе 50 мА поле в 1 Э на поверхности проволоки возникает при ее диаметре 0.2 мм).



**Рис. 3.** *а* — Выход зависимости  $M(H)$  на предельную петлю гистерезиса при последовательном увеличении амплитуды развертки поля. Начальная точка — в начале координат. *б* — Изменение (уменьшение) предельной петли гистерезиса при повышении температуры. Стрелки — направление обхода петель



**Рис. 4.** Температурные зависимости  $H^*(T)$  и амплитудной величины магнитного момента на предельной петле гистерезиса

Считая, что наблюдаемые поверхностные токи текут в слое порядка глубины проникновения ( $500\text{--}1000 \text{ \AA}$ ), можно также дать оценку средней плотности протекающего по контуру тока  $j_c = 5 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$  при  $T = T_{cv}$ . Такая величина плотности тока, превосходящая параметры технических сверхпроводников при самых низких температурах, достигается всего на 1% ниже критической температуры перехода поверхности образца в сверхпроводящее состояние. Следовательно, характерным масштабом для зарегистрированных контурных токов поверхностной сверхпроводимости являются «токи распаривания».

Следует также отметить, что эта оценка находится в полном согласии с результатами компьютерного моделирования [7].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, полученные экспериментальные результаты показывают, что поверхностную сверхпроводимость никак нельзя считать пренебрежимо малым, «слабым» эффектом. Поверхностная сверхпроводимость заметно экранирует внешнее магнитное поле, а плотность зарегистрированных, возбуждаемых в поверхностном слое, незатухающих электрических токов соизмерима с плотностью «токов распаривания» сверхпроводимости объема.

Кроме того, показано, что существует конечный интервал температур, в котором реализуется только поверхностная сверхпроводимость. При охлаждении сначала при температуре  $T_{cs}$  возникает поверхностная сверхпроводимость, и только при дальнейшем охлаждении до температур меньших  $T_{cv}$  появляется сверхпроводимость объема. Аналогичная ситуация наблюдалась ранее при исследовании образцов свинца [8].

Полученные экспериментальные результаты показывают, что поверхностную сверхпроводимость следует рассматривать как самостоятельное явление, сверхпроводимость в «двумерной» системе.

**Благодарности.** Автор благодарен Е. Р. Подоляку, Е. Г. Николаеву и В. И. Марченко за многочисленные чрезвычайно полезные обсуждения результатов этой работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, Мир, Москва (1968).
2. R. B. Martin and A. C. Rose-Ines, *Phys. Lett.* **19**, 467 (1965).
3. H. W. Weber, E. Moser, and E. Seidl, *Physica B* **107**, 295 (1981).
4. Ю. Г. Морозов, *ФТТ* **22**, 196 (1980).
5. В. М. Кузьменко и др., *ЖЭТФ* **74**, 2078 (1978).
6. И. Н. Хлюстикова, *ПТЭ* № 6, 167 (1984).
7. Е. Р. Подоляк, *ЖЭТФ* **153**, 466 (2018).
8. И. Н. Хлюстикова, *ЖЭТФ* **149**, 378 (2016).