

О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЫ В НАНОГРАФИТОВЫХ ПЛЕНКАХ

С.Г. Лебедев, ст. научн. сотр., ФГБУН Институт ядерных исследований РАН,
канд. физ.-мат. наук, lebedev@inr.ru

Рецензент: М.С. Власкин, ФГБУН Объединенный институт высоких температур
Российской академии наук, канд. техн. наук, vlaskin@inbox.ru

Описываются некоторые электромагнитные свойства нанографитовых (НГ) пленок. НГ-пленка – это композит нанокластеров графита размером 20–30 Å, внедренных в матрицу аморфного углерода. При столь малых размерах НГ-кластеров сверхпроводимость может возникать за счет притяжения электронов кластера ко всем ядрам атомов кластера. Возможность сверхпроводимости в НГ-пленках подтверждается измерениями обратного эффекта Джозефсона, а также джозефсоновского тока при комнатной температуре. Другой момент – скачок электросопротивления при некотором критическом токе с одновременным возникновением когерентного оптического излучения. Предлагается объяснение возникновения когерентного оптического излучения при переключении проводимости за счет движения магнитных вихрей и термомагнитной неустойчивости.

Ключевые слова: эффект Джозефсона, нанографитовая пленка, сверхпроводимость, переключение сопротивления, движение магнитных вихрей.

ON THE POSSIBILITY OF EXISTENCE OF SUPERCONDUCTING PHASE IN NANOGRAFITE FILMS

S.G. Lebedev, Senior Researcher, FGBUN Institute of Nuclear Research RAS,
Doctor of Physics and Mathematics, lebedev@inr.ru

Some electromagnetic properties of nanographite (NG) films are described. NG-film is a composite of graphite nanoclusters of 20–30 Å size embedded in a matrix of amorphous carbon. At such small sizes of NG clusters, superconductivity can arise due to the attraction of cluster electrons to all nuclei of cluster atoms. The possibility of superconductivity in NG films is confirmed by measurements of the inverse Josephson effect as well as the Josephson current at room temperature. Another point is the jump of electrical resistivity at some critical current with simultaneous occurrence of coherent optical emission. An explanation for the occurrence of coherent optical emission during conduction switching due to the motion of magnetic vortices and thermomagnetic instability is proposed.

Keywords: Josephson effect, nanographite film, superconductivity, resistance switching, motion of magnetic vortices.

Исследования сверхпроводимости ведутся уже более 110 лет. Сначала изучались чистые металлы, у которых температуры сверхпроводящего перехода T_c были относительно низкими: <20 К. Затем началась эра высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), представленной перовскитами и слоистыми соединениями, T_c которых сейчас приближается к 200 К. При высоких давлениях в гидридах серы, лантана и иттрия T_c еще выше (см., например, [1, 2]). В 2020 г. в журнале Nature был опубликован новый рекорд для гидрида серы $T_c = 15^\circ\text{C}$ при давлении 267 ГПа [3].

В последнее время наблюдается значительный интерес к электромагнитным свойствам наноструктур. В теоретическом плане известны работы В.З. Кресина и Ю.Н. Овчинникова [4, 5] о гигантском усилении сверхпроводящего спаривания в металлических нанокластерах. В теоретических работах К.Н. Югай [6, 7] описаны особенности сверхпроводимости нанокластеров. В низкоразмерных системах необходимо учитывать граничные эффекты, которые начинают играть принципиальную роль. Если в объемных системах на электрон действуют со стороны ионов в среднем одни и те же, но разнонаправленные силы, то на границе эта симметрия нарушается. На электрон, находящийся, скажем, на левой границе нанокластера, действует кулоновская сила притяжения со стороны ионов, направленная от границы вправо вглубь системы. С другой стороны, на электрон, находящийся на правой границе нанокластера, действует та же кулоновская сила, направленная от границы вглубь системы, т. е. справа налево. Таким образом, между электронами на левой и правой границах кластера существует эффективное притяжение. Структура случайно связанных кристаллов нанографита, показанная на рис. 1, является хорошей иллюстрацией краевых эффектов нанографитовых кластеров, поддерживающих высокотемпературную сверхпроводимость. Показано, что сверхпроводящее спаривание в этой системе может поддерживаться при температурах 300 К и выше. Исследования пленок нанографита, проводимые около 30 лет [8–13], продемонстрировали наличие так называемой слабой сверхпроводимости при комнатной температуре и даже выше – до 650 К.

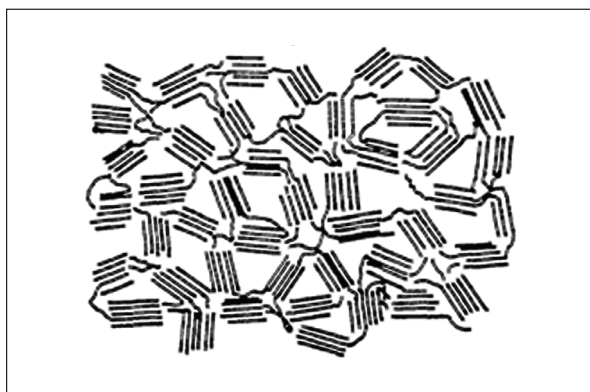


Рис. 1. Проводящие цепочки случайно соединенных кристаллов нанографита

Материалы и методы

Образцы НГ-пленки, использованные в данной работе, были изготовлены методом химического осаждения из газовой фазы (CVD) напылением на внутреннюю поверхность кварцевой трубки. Процесс CVD в газе изобутане протекает при термической активации – при нагреве до 950 °С. Термический нагрев газа происходит при его вводе в кварцевую трубку, помещенную в трубчатую печь. В таком CVD-процессе в течение 30 минут была получена нанографитовая пленка толщиной около 1 мкм.

Согласно исследованию [14], структуру пленок NG можно представить как смесь наноразмерных графитовых sp^2 -связанных кластеров, внедренных в аморфную матрицу. Структуру НГ-пленки можно рассматривать в качестве беспорядочно связанных нанокристаллов графита (см. рис. 1). Часть образцов пленки была получена распылением спектрально чистого графита в дуговом электронном разряде (метод СА) с последующим отжигом пленки

при температуре около $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ в течение около 10 часов. Свойства и структура нанографитовых пленок, полученных методами CVD и СА, совпадают, что можно выявить с помощью измерений методом комбинационного рассеяния. Характерный спектр комбинационного рассеяния нанографитовой пленки показан на рис. 2, где можно увидеть пик D комбинационного рассеяния при 1360 cm^{-1} и пик G при 1600 cm^{-1} . Величина этих пиков описывает различные формы неупорядоченной структуры углерода. Как показано в [15], соотношение высот пиков D и G связано с размером нанокристаллов графита. Равенство высоты пиков D и G (см. рис. 2) свидетельствует о нанокристаллах графита размером около $20\text{--}30\text{ \AA}$.

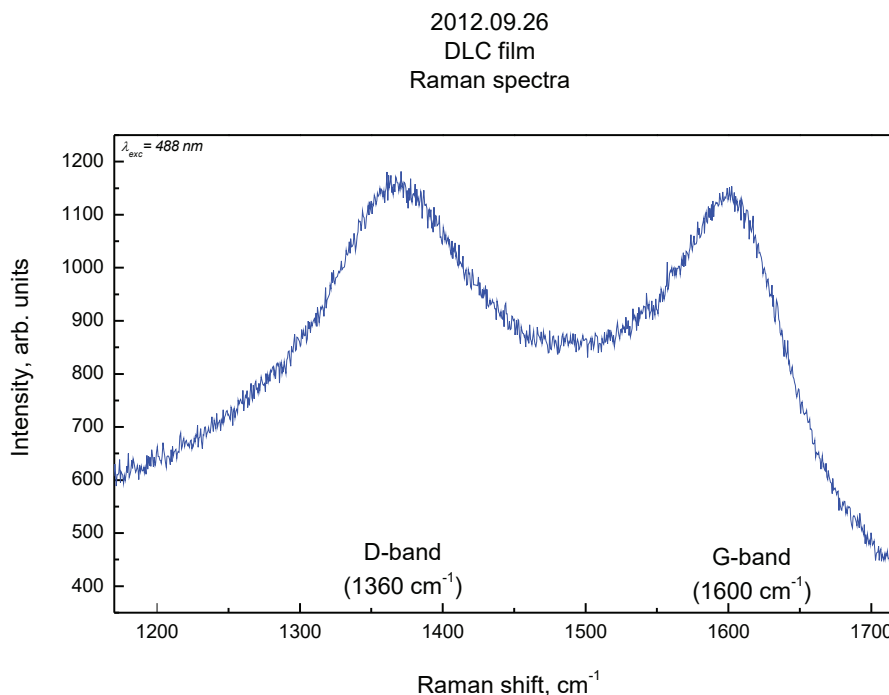


Рис. 2. Спектр комбинационного рассеяния типичной НГ-пленки

Обратный эффект Джозефсона (RJE)

Другое специфическое свойство образцов НГ-пленки связано с преобразованием переменного тока в постоянный и с его зависимостью от температуры, представленной на рис. 3. Феномен выпрямления переменного тока был продемонстрирован как появление постоянного напряжения V_{dc} при нагрузке высокочастотным током (ВЧ) с напряжением V_{ac} . Подобное явление хорошо изучено в обычных сверхпроводниках. Температурное поведение V_{dc} изучалось с помощью электрической схемы из работы [16] при напряжении переменного тока $V_{ac} = 10\text{ В}$ и частоте ВЧ $f = 1\text{ МГц}$. Как видно, величина постоянного напряжения на образце НГ-пленки экспоненциально уменьшается в зависимости от температуры и стремится к нулю при температуре $T \sim 650\text{ К}$. Картина аналогична процессам, многократно зафиксированным при исследованиях традиционных низкотемпературных [17] и высокотемпературных [16] сверхпроводников. В дальнейшем согласно результату работы [18] при наблюдении глобальной фазовой когерентности при комнатной температуре в пленке нанографита температура обнуления V_{dc} на рис. 3 будет принята как температура сверхпроводящего перехода пленки нанографита $T_c = 650\text{ К}$.

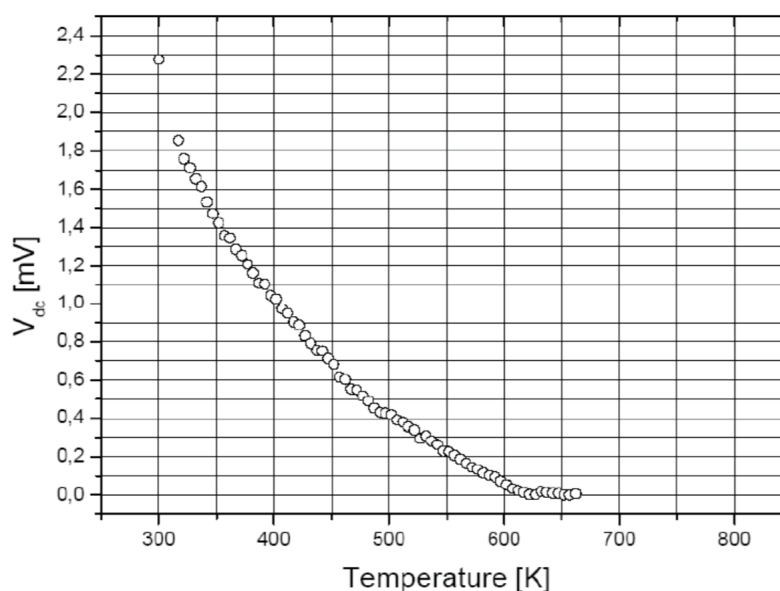


Рис. 3. Температурная зависимость обратного эффекта Джозефсона. Напряжение постоянного тока, индуцированное микроволновым сигналом, обнуляется при $T = 650$ К

Эффект переключения в НГ-пленках

При исследовании проводимости нанографитовых пленок обнаружено возникновение скачкообразного увеличения удельного электросопротивления на $\sim 4\text{--}6$ порядков величины из-за увеличения транспортного тока до некоторой критической величины [9]. Критический транспортный ток снижается с температурой и в комнатных условиях имеет значения $5\text{--}500$ мА (в зависимости от условий осаждения НГ-пленки, размеров образца и подводящих контактов) при постоянном напряжении в диапазоне $5\text{--}100$ В. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) и электрические коммутационные процессы в НГ-пленке представлены на рис. 4. Как видно, наряду с желтой кривой тока показаны красная кривая напряжения и зеленая — мощности. Особенностью состояния «ВКЛ» является линейное возрастание тока с ростом напряжения на предкоммутационной стадии. Вблизи точки переключения ток проявляет некоторую нелинейность. В точке переключения ток резко переходит в метастабильное состояние «ВЫКЛ», где удельное электрическое сопротивление выше, чем в состоянии «ВКЛ», на четыре-шесть порядков величины. После отключения напряжения образец возвращается в состояние «ВКЛ» с малым удельным сопротивлением, и переключатель может работать повторно. Механизм переключения проводимости в нанографитовых пленках обсуждается уже много лет [9–13], и похоже, только сейчас это обсуждение может быть завершено; подробности приведены ниже.

Оптическое излучение в процессе переключения

Процесс переключения в нанографитовой пленке сопровождается резким повышением температуры, что вызывает оптическое излучение. Это излучение регистрировалось с помощью фотодиода [11]. Схема регистрации оптических импульсов показана на рис. 5. Зависимость напряжения фотодиода от времени регистрации показана на рис. 6. Как видно, зарегистрированные пики оптических импульсов располагаются на дискретных уровнях энергии с фиксированным расстоянием между ними $\Delta E = 0,0022097$ эВ, что соответствует частоте излучения $0,53 \cdot 10^{12}$ Гц. Точная фиксация уровней до седьмого знака указывает на когерентность излучения и его аналогию с уровнями Ландау [13].

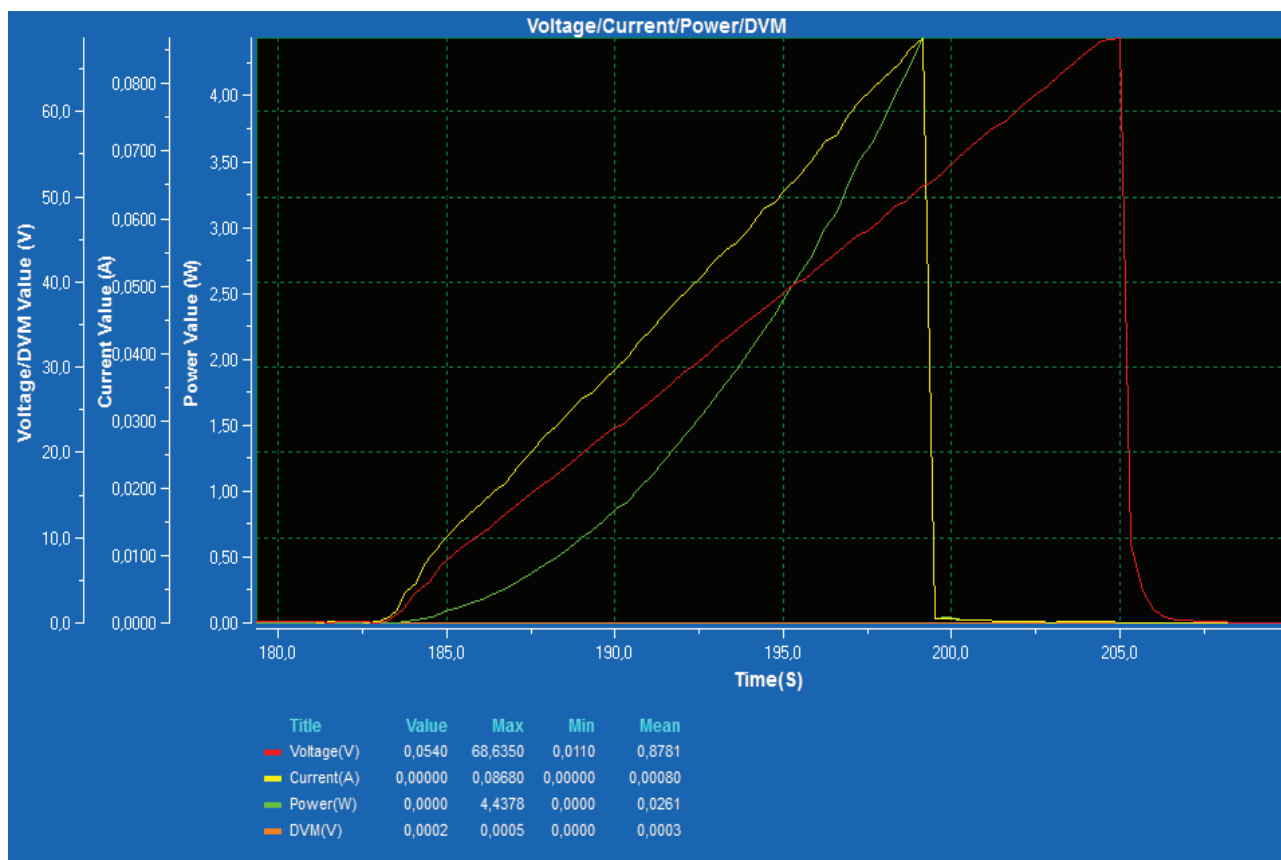


Рис. 4. ВАХ НГ-пленки толщиной 1 мкм на кварцевой подложке при комнатной температуре. Как видно, отключение тока предшествует отключению напряжения, т. е. отключение происходит по внутренней причине, однозначно связанной исключительно с величиной тока

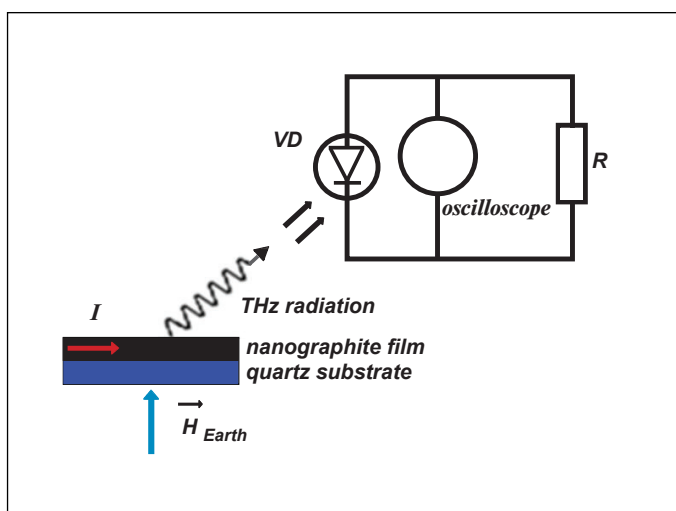


Рис. 5. Схема регистрации оптических импульсов

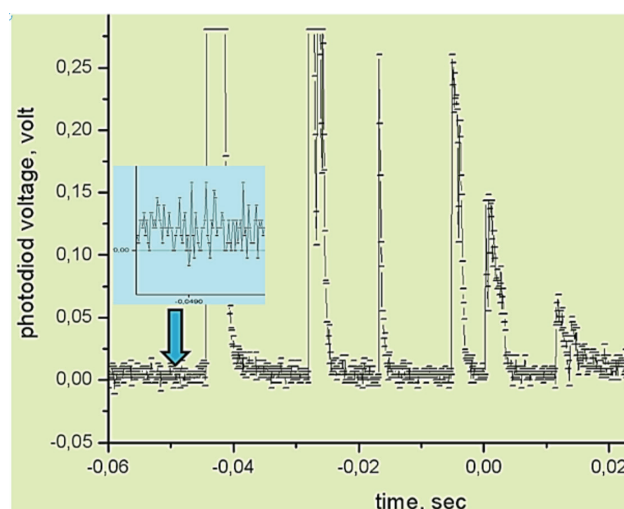


Рис. 6. Зависимость напряжения на фотодиоде от времени регистрации

Как видно, импульсы разделены временными интервалами $\Delta t = 5 \cdot 10^{-6}$ с.

Периодическое появление оптических импульсов можно объяснить движением квантов магнитного потока, связанным с захватом магнитного поля Земли током, протекающим в НГ-пленке. При толщине НГ-пленки 1 мкм скорость движения квантов магнитного потока за счет влияния магнитного поля Земли составляет 0,2 м/с.

Резкие оптические скачки (см. рис. 6) соответствуют магнитным импульсам лавинообразного магнитного потока, возникающего из-за термомагнитной неустойчивости [19]. Для проверки гипотезы термомагнитной неустойчивости проанализируем рис. 6 более подробно. Определим отношение коэффициентов магнитной D_m и тепловой D_t диффузии:

$$\tau = \frac{D_m}{D_t} = \frac{\mu_0 \sigma K}{C} \quad (1)$$

где: $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гм}^{-1}$ – магнитная постоянная; $\sigma = 100 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$ – проводимость; $K = 130 \text{ Втм}^{-1}\text{К}^{-1}$ – теплопроводность; $C = 7 \cdot 10^5 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-3}\text{К}^{-1}$ – теплоемкость нанографитовой пленки, тогда $\tau \cong 10^{-8} \ll 1$.

Это соответствует случаю жесткого сверхпроводника с вязким магнитным потоком, когда время изменения магнитного потока много меньше времени изменения температуры. Что очень важно, в адиабатическом режиме работы нанографитовой пленки тепло, создаваемое резким изменением магнитного потока, выделяется мгновенно и локально и не может диффундировать из-за охлаждения в рассматриваемом масштабе времени. Как видно из рис. 6, размеры магнитных лавин превышают 0,3 эВ по энергетической шкале. Магнитный поток в НГ-пленке, соответствующий границе области термомагнитной устойчивости, можно определить с помощью выражения [19]:

$$B \leq \frac{\pi}{2} \sqrt{\mu_0 T_c C(T_c) \left(\frac{T_0}{T_c}\right)^3 \left(1 - \frac{T_0}{T_c}\right)}, \quad (2)$$

где: T_0 – температура окружающей среды, магнитная индукция B определяется количеством уровней Ландау в данной точке (см. рис. 6).

Оценка выражения (2) дает $B \leq 5,44 T$.

Магнитное поле ΔB , соответствующее минимальной разности энергий между уровнями Ландау $\Delta E = 0,0022097 \text{ эВ}$, определяется известным выражением:

$$\Delta B = \frac{\Delta E m_e^*}{e \hbar} = 0,66 T, \quad (3)$$

где: $m_e^* = 0,03 m_e$ – эффективная масса электрона; e – заряд электрона; \hbar – постоянная Планка.

Расчет уровней Ландау до начала лавин магнитного потока на рис. 6 дает значение магнитного потока $B_1 = 5,4 \text{ Тл}$, что согласуется с оценкой по соотношению (2). Исходя из адиабатичности скачка магнитной лавины, можно предположить, что вся ее энергия преобразуется в теплоту, которая выделяется мгновенно и локально, тогда повышение температуры в первой лавине T_j на рис. 6 превысит значение (из-за насыщения сигнала фотодиода окончательная величина скачка не определена):

$$T_j > \frac{E_{\max}}{k_B} \cong 3500 K, \quad (4)$$

где: $E_{\max} = 0,3 \text{ эВ}$ – максимальная энергия, регистрируемая фотодиодом; k_B – постоянная Больцмана.

Как видно на рис. 6, оптический импульс вводит фотодиод в режим насыщения, поэтому максимальная энергия лавины, а значит, и температура могут быть выше. И только малая длительность импульса не приводит к плавлению кварцевой подложки. Результирующая температура вызывает мгновенный коллапс сверхпроводимости в графитовой пленке. Существенной особенностью процесса переключения в графитовых пленках является выгорание материала в малой точке непосредственно под контактом питания. Локальность процесса по величине и времени свидетельствует против наивного термического механизма горения. Другой причиной могут быть вихревые магнитные лавины, которые всегда начинаются на поверхности пленки [20].

Измерения тока Джозефсона в графитовой пленке

Другим проявлением сверхпроводящей когерентности графитовой структуры могло бы стать наблюдение стационарного эффекта Джозефсона, т.е. протекания сверхпроводящего тока при нулевом напряжении, которое впервые наблюдалось в работе [18]. Для измерения ВАХ использовался источник-измеритель Keithley4200. Измерения проводились по 4-проводной (Кельвин) схеме с использованием триаксиального кабеля и четырех позиционеров и датчиков Кельвина, а также зондовой станции. Зондовая станция необходима для фиксации образца, фиксации измерительных зондов с манипуляторами и микроскопом, чтобы можно было визуально расположить концы зондов на контактных площадках образца. Измеренная ВАХ показана на рис. 7.

Основной кадр на рис. 7 показывает экспериментальную ВАХ графитовой пленки, измеренную при комнатной температуре. Две указанные ВАХ аналогичны. Отличие заключается в величине напряжения перехода ВАХ на омическую ветвь. Для ИГ-пленки это значение соответствует критическому току $0,8 \text{ мкА}$ и отличается от значения сверхпроводящей щели, так как напряжение перехода соответствует началу движения магнитных вихрей при их отрыве от центров пиннинга. Критический ток отрыва вихря от барьера Бина – Ливингстона составит $I = 2H_{cm} \sim 9 \text{ мкА}$, что на порядок выше критического тока $\sim 0,8 \text{ мкА}$, который можно извлечь из данных рис. 7. Возможные объяснения полученного различия

могут быть связаны с термоактивируемым механизмом преодоления барьера Бина – Ливингстона при высоких критических температурах.

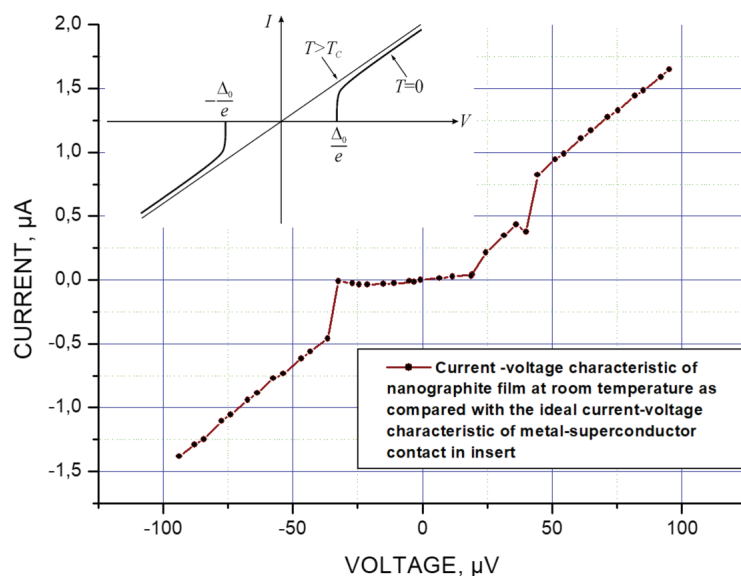


Рис. 7. ВАХ НГ-пленки при малых токах и комнатной температуре

Обсуждение

Принципиальная возможность сверхпроводимости при комнатной температуре, а возможно, и при более высоких температурах, вплоть до 650 К (см. рис. 3), предполагает возможность существования смешанной фазы, состоящей из движущейся вихревой решетки и одиночных вихрей. В такой фазе существуют как нормальные области ядер вихрей, так и их сверхпроводящие токи на периферии вихрей. Смешанная фаза очень стабильна и разрушается либо при достижении критической температуры 650 К, либо при критическом токе, который намного превышает ток 0,8 мкА (см. рис. 7) и может достигать сотен ампер. В этом случае появляется возможность объяснить скачок сопротивления (см. рис. 4) разрушением смешанной фазы. А так как скачок сопротивления происходит при токе всего лишь 0,15 А, что заведомо ниже возможной величины в сотни ампер, то можно предположить, что разрушение смешанной фазы (см. рис. 4) происходит при превышении критической температуры. Действительно, простые оценки показывают, что температура (см. рис. 4) может достигать 1000 К. Эта оценка не учитывает наличие сверхпроводящей фазы. Ее наличие можно учесть, решив уравнение теплопроводности с отводом тепла за счет излучения.

$$T(R) = \left(\frac{P}{2\alpha\sigma} + T_0^4 \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (5)$$

где: $P = I \cdot V = I^2 R$ – мощность тепловыделения электрического тока в НГ-пленке; R – сопротивление смешанной сверхпроводящей фазы; I – ток, протекающий между контактами нанографитовой пленки; V – напряжение на контактах пленки; α – коэффициент излучения нанографитовой пленки ($\cong 1$); $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-12}$ Вт/см²/К⁴ – постоянная Стефана – Больцмана; $T_0 \cong 300$ К – температура окружающей среды.

Как видно из представленного выражения (5), температура НГ-пленки линейно зависит от сопротивления смешанной фазы в пленке. Описание смешанной фазы в сверхпроводниках второго рода дано в работе [21], где показано, что сопротивление смешанной сверхпроводящей фазы R_m связано с сопротивлением нормальной фазы R_n соотношением:

$$R_m \cong 1.1R_n B / H_{c2} (T = 0), \quad (6)$$

где: B – магнитная индукция внутри НГ-пленки.

В выражении (6) единственной неопределенной величиной является внутренняя магнитная индукция B , которую можно оценить по числу уровней Ландау на вставке рис. 6.

Переход на следующий, более высокий уровень Ландау увеличивает магнитную индукцию на величину:

$$\Delta B = \frac{\Delta E m_e^*}{e \hbar}. \quad (7)$$

Оценка выражения (7) дает $\Delta B \cong 0,6 T$, а количество уровней Ландау $\cong 8-10$, тогда $R_m \cong 0,07-0,13 R_n$. Подставляя значение R_m вместо R в выражение (5), получаем $T = 522-609 K$, и соответствующий сверхпроводящий критический ток для случая однородного сверхпроводника из теории Гинзбурга – Ландау для тонкой пленки вблизи критической температуры будет $I_c = I_c(0)(1 - T/T_c)^{3/2}$ [22] в диапазоне $(0,0874-0,0162)I_c$, где $I_c = 10^9 A/m^2$ [18]. При размерах питающих контактов около 2 мм^2 для НГ-пленки толщиной 1 мкм критический ток будет в пределах $(0,175-0,0324) A$, что согласуется с экспериментальным значением $0,15 A$ на рис. 4. Как видно, критический ток переключателя увеличивается с увеличением размеров питающих контактов.

Наличие смешанной фазы при температурах до $650 K$ позволит использовать нанографитовую пленку во многих приложениях для снижения тепловыделения, например при покрытии такой пленкой внутренней поверхности резонаторов протонных и ионных ускорителей.

Список литературы

1. Drozdov A.P., Eremets M.I., Troyan I.A., Ksenofontov V., Shylin S.I. (2015). Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system // Nature. 525 (7567). P. 73–76.
2. Somayazulu M., Ahart M., Mishra A.K., Geballe Z.M., Baldini M., Meng Y., Hemley R.J. (2019). Evidence for superconductivity above 260 K in lanthanum superhydride at megabar pressures // Physical review letters. 122 (2). 027001.
3. Snider E., Dasenbrock-Gammon N., McBride R., Debessai M., Vindana H., Vencatasamy K., Dias R.P. (2020). Room-temperature superconductivity in a carbonaceous sulfur hydride // Nature. 586 (7829). P. 373–377.
4. Кресин В.З., Овчинников Ю.Н. «Гигантское» усиление сверхпроводящего спаривания в металлических нанокластерах: сильное увеличение температуры перехода и возможность сверхпроводимости при комнатной температуре // Успехи физических наук. 2008. Т. 178. № 5. P. 449–458.
5. Kresin V.Z., Ovchinnikov Y.N. (2006). Shell structure and strengthening of superconducting pair correlation in nanoclusters // Physical Review B. № 74 (2). 024514.
6. Югай К.Н. Топологическая сверхпроводимость наноструктур // Вестник Омского Университета. 2013. № 2 (68). P. 104–107.
7. Югай К.Н. О механизме сверхпроводимости в наноразмерных структурах // Вестник Омского Университета. 2010. № 4. P. 88–94.
8. Лебедев С.Г., Топалов С.В. Наблюдение слабой сверхпроводимости в углеродных пленках // Вестник физического института имени П.Н. Лебедева РАН. 1994. № 12. P. 14–20.

9. Lebedev S.G. Field-effect switching in nano-graphite films // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 2014. V. 75. № 9. P. 1029–1032.
10. Lebedev S.G. Particle irradiation for verification of superconducting-like behavior in carbon arc films // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2004. T. 521. № 1. P. 22–29.
11. Lebedev S.G. Evidence of Josephson-like behavior of thin granular carbon films // *International Review of Physics*. 2008. T. 2. № 5. P. 312–328.
12. Lebedev S.G. *Unconventional electromagnetics in carbonaceous materials*. New York: Nova Science Publishers, 2010. P. 107.
13. Lebedev S.G. (2020). Traces of superconducting correlations in nanographite films // *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. № 31(23). P. 20883–20898.
14. Wang C.Z., Ho K.M., Chan C.T. Tight-binding molecular-dynamics study of amorphous carbon // *Physical review letters*. 1993. T. 70. № 5. P. 611.
15. Chu P.K., Li L. Characterization of amorphous and nanocrystalline carbon films // *Materials chemistry and physics*. 2006. T. 96. № 2–3. P. 253–277.
16. Munger R., Smith H.J.T. High-temperature reverse ac Josephson Effect in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ // *Physical Review B*. 1991. V. 44. № 1. P. 242.
17. Sadate-Akhavi H., et al. Observation of rf-induced dc voltages in sputtered binary superconducting films // *Solid state communications*. 1984. T. 50. № 11. P. 975–978.
18. Lebedev S.G. Josephson Effect in nanographite films // *Journal of Technical Physics*. 2022. V. 92. № 12. P. 1867–1869.
19. Mints R.G., Rakhmanov A.L. Critical state stability in type-II superconductors and superconducting-normal-metal composites // *Reviews of Modern Physics* 53.3 (1981): 551.
20. Laviano F. (2017). Vortex avalanches in superconductors visualized by magneto-optical imaging // *Vortices and Nanostructured Superconductors*. P. 133–157.
21. Gorkov L.P., Kornin N.B. Движение вихрей и электрическое сопротивление сверхпроводников второго рода в магнитном поле // *Успехи физических наук*. 1975. V. 116. № 7. P. 413–448.
22. Abrikosov A.A. (1987). *Fundamentals of Metal Theory*.

References

1. Drozdov A.P., Eremets M.I., Troyan I.A., Ksenofontov V., Shylin S.I. (2015) Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system. *Nature*. 525 (7567). P. 73–76.
2. Somayazulu M., Ahart M., Mishra A.K., Geballe Z.M., Baldini M., Meng Y., Hemley R.J. (2019) Evidence for superconductivity above 260 K in lanthanum superhydride at megabar pressures. *Physical review letters*. 122 (2). 027001.
3. Snider E., Dasenbrock-Gammon N., McBride R., Debessai M., Vindana H., Vencatasamy K., Dias R.P. (2020) Room-temperature superconductivity in a carbonaceous sulfur hydride. *Nature*. 586 (7829). P. 373–377.
4. Kresin V.Z., Ovchinnikov Yu.N. (2008) «Gigantskoe» usilenie sverkhprovodyashchego sparivaniya v metallicheskih nanoklasterakh: sil'noe uvelichenie temperatury perekhoda i vozmozhnost' sverkhprovodimosti pri komnatnoy temperature [«Giant» enhancement of superconducting pairing in metal nanoclusters: a strong increase in the transition temperature and the possibility of superconductivity at room temperature] *Uspekhi fizicheskikh nauk* [Uspekhi fizicheskikh nauk]. T. 178. No. 5. P. 449–458.
5. Kresin V.Z., Ovchinnikov Y.N. (2006). Shell structure and strengthening of superconducting pair correlation in nanoclusters. *Physical Review B*. No. 74 (2). 024514.
6. Yugai K.N. *Topologicheskaya sverkhprovodimost' nanostruktur* [Topologicheskaya sverkhprovodimost nanostructure] *Vestnik Omskogo Universiteta* [Vestnik Omskogo Universiteta]. 2013. No. 2 (68). P. 104–107.
7. Yugay K.N. (2010) *O mekhanizme sverkhprovodimosti v nanorazmernykh strukturakh* [On the mechanism of superconductivity in nanoscale structures] *Vestnik Omskogo Universiteta* [Vestnik Omskogo Universiteta]. No. 4. P. 88–94.

8. Lebedev S.G., Topalov S.V. (1994) *Nablyudenie slaboy sverkhprovodimosti v uglerodnykh plenkach* [Observation of Weak Superconductivity in Carbon Films] *Vestnik fizicheskogo instituta imeni P.N. Lebedeva RAN* [Bulletin of the Lebedev Physics Institute]. No. 12. P. 14–20.
9. Lebedev S.G. (2014) Field-effect switching in nano-graphite films. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. V. 75. No. 9. P. 1029–1032.
10. Lebedev S.G. (2004) Particle irradiation for verification of superconducting-like behaviour in carbon arc films. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. T. 521. No. 1. P. 22–29.
11. Lebedev, S.G. (2008) Evidence of Josephson-like behaviour of thin granular carbon films. *International Review of Physics*. T. 2. No. 5. P. 312–328.
12. Lebedev S.G. (2010) *Unconventional electromagnetics in carbonaceous materials*. New York: Nova Science Publishers. P. 107.
13. Lebedev S.G. (2020) Traces of superconducting correlations in nanographite films. *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*. No. 31(23). P. 20883–20898.
14. Wang C.Z., Ho K.M., Chan C.T. (1993) Tight-binding molecular-dynamics study of amorphous carbon. *Physical review letters*. T. 70. No. 5. P. 611.
15. Chu P.K., Li L. (2006) Characterisation of amorphous and nanocrystalline carbon films. *Materials chemistry and physics*. T. 96. No. 2–3. P. 253–277.
16. Munger R., Smith H.J.T. (1991) High-temperature reverse ac Josephson Effect in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. *Physical Review B*. V. 44. No. 1. P. 242.
17. Sadate-Akhavi H., et al. (1984) Observation of rf-induced dc voltages in sputtered binary superconducting films. *Solid state communications*. 1984. T. 50. No. 11. P. 975–978.
18. Lebedev S.G. (2022) Josephson Effect in nanographite films. *Journal of Technical Physics*. 2022. V. 92. No. 12. P. 1867–1869.
19. Mints R.G., Rakhmanov A.L. (1981) Critical state stability in type-II superconductors and superconducting-normal-metal composites. *Reviews of Modern Physics* 53.3 (1981): 551.
20. Laviano F. (2017). Vortex avalanches in superconductors visualised by magneto-optical imaging. *Vortices and Nanostructured Superconductors*. P. 133–157.
21. Gorkov L.P., Kopnin N.B. (1975) *Dvizhenie vikhrey i elektricheskoe soprotivlenie sverkhprovodnikov vtorogo roda v magnitnom pole* [The motion of vortices and the electrical resistance of superconductors of the second kind in a magnetic field] *Uspekhi fizicheskikh nauk* [Uspekhi fizicheskikh nauk]. V. 116. No. 7. P. 413–448.
22. Abrikosov A.A. (1987). *Fundamentals of Metal Theory*.