

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
ИНСТИТУТ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Препринт ИФИ-89-136

Геворгян С.Г., Добровольский Н.М.

РАЗРУШЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО  
СОСТОЯНИЯ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ КОЛЛОИДОВ ОЛОВА  
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ РЕНТГЕНОВСКИМИ ЛУЧАМИ

Издательство Академии наук Армянской ССР

Ереван - 1989

Армянский физический  
ИНСТИТУТ  
Зем. препринтов

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
ИНСТИТУТ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Препринт ИФИ-89-136

Геворгян С.Г., Дюфровольский Н.М.

РАЗРУШЕНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО  
СОСТОЯНИЯ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ КОЛЛОИДОВ ОЛОВА  
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ РЕНТГЕНОВСКИМИ ЛУЧАМИ

Издательство Академии наук Армянской ССР  
Ереван - 1989

Печатается по решению Ученого совета Института физических исследований Академии наук Армянской ССР от 28 сентября 1989г.

#### А Н Н О Т А Ц И Я

Экспериментально исследовано влияние плотности коллоидов, состоящих из хаотически распределенных в парафине оловянных гранул диаметром  $d \sim 5$  мкм, на процесс разрушения перегретого сверхпроводящего состояния гранул при облучении рентгеновскими лучами с фиксированной энергией квантов  $E_{\gamma} = 115$  кэВ. По результатам этих экспериментов определено понятие разбавленного коллоида и на таком коллоиде исследованы характеристики сверхпроводящих переходов, стимулированных рентгеновским излучением в диапазоне энергий (5-115) кэВ.

#### А Б С Т Р А К Т

The influence of density of colloid, consisting of randomly distributing in paraffin tin grains with diameter  $d \sim 5$  nm on the grain superheated superconducting state destruction under X-rays irradiation with constant quantum energy  $E = 115$  keV is experimentally investigated. According to the results of this experiments was defined the concept of diluted colloid and on this colloid characteristics of X-rays stimulated superconducting transitions are investigated in X-rays energy range of 5-115 keV.

© ИФИ АН Арм. ССР

Издательство АН Армянской ССР

#### ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в качестве детектирующей среды для элементарных частиц и излучений начали применяться мелкодисперсные твердые коллоиды из сверхпроводящих гранул в диэлектрике [1-4]. Действие новых детекторов основано на явлении разрушения метастабильного сверхпроводящего состояния гранул при их облучении. Метастабильное сверхпроводящее состояние в таких экспериментах создавалось путем наложения магнитного поля на коллоид, охлажденный ниже критической температуры  $T_c$ .

Физическая природа метастабильного сверхпроводящего состояния обусловлена положительностью поверхностной энергии границы раздела между сверхпроводящей и нормальной фазами в сверхпроводниках I-рода, что приводит к явлениям перегрева и переохлаждения в образцах малых размеров [5]. Для детектирования предполагается использовать только явление перегрева.

В настоящей работе исследовалось влияние плотности коллоидов, состоящих из хаотически распределенных в парафине оловянных гранул диаметром  $d \sim 5$  мкм, на процесс разрушения перегретого сверхпроводящего состояния гранул при облучении рентгеновскими лучами с фиксированной энергией квантов  $E_{\gamma} = 115$  кэВ. По результатам этих экспериментов определено понятие разбавленного коллоида и на таком коллоиде исследованы характеристики сверхпроводящих переходов, стимулированных рентгеновским излучением в диапазоне энергий (5-115) кэВ.

#### ОБРАЗЦЫ. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ.

Оловянные гранулы создавались с помощью ультразвукового

диспергатора УЗДН-2Т. Методика приготовления, сортировки оловянных гранул и определения их распределения по размерам описана в работе [6].

Коллоид создавался тщательным перемешиванием известных количеств отсортированных гранул и парафина при комнатной температуре. Распределение гранул по диаметрам  $N(d)$  в исследуемых коллоидах представлено на рис. I. Там же представлено распределение полного объема  $V(d)$  занимаемого гранулами данного диаметра. Масштабы по оси ординат на рисунке выбраны так, чтобы площади под кривыми  $N(d)$  и  $V(d)$  были одинаковы. Из приведенных данных видно, что гранулы в исследуемом коллоиде были сосредоточены в основном в диапазоне размеров от 1 до 8 мкм, причем, подавляющее их количество имело размеры (2,5+6,5) мкм, а основной объем металла в коллоиде приходился на гранулы с диаметрами (3,5+8,0) мкм. Согласно приведенным данным средний диаметр гранул в коллоиде  $d$  составлял 5,0 мкм.

Исследования проводились на коллоидах с объемным содержанием металла от 33,1% до 0,2%. Это соответствовало средним расстояниям  $L$  между гранулами в интервале от  $1,44d$  до  $8,0d$ . Достигнутое значение плотности коллоида с  $L/d \sim 1,44$  близко к геометрическому пределу для плотной упаковки твердых шаров. Практически исследования проводились сначала на наиболее плотном коллоиде, который затем последовательно разбавлялся за счет введения парафина.

Образцам придавалась цилиндрическая форма с характерными размерами порядка нескольких миллиметров. Максимальные размеры образцов определялись размерами области однородности маг-

нитного поля использованной магнитной системы.

Сверхпроводящие переходы регистрировались по сдвигу частоты  $\Delta F$  измерительного криогенного генератора на туннельном диоде, в катушке колебательного контура которого находился образец коллоида [7]. Частота генератора равнялась примерно 10 МГц. Сдвиг частоты при сверхпроводящем переходе образца составлял по порядку величины несколько кГц. Стабильность частоты при охлаждении генератора и образца до гелиевых температур в среднем была не хуже, чем  $\pm 1$  Гц.

Постоянное магнитное поле создавалось с помощью сверхпроводящих катушек Гельмгольца.

Облучение образцов проводилось в оптическом криостате с майларовыми окнами. Рентгеновские пучки с энергией от 5 до 45 кэВ создавались с помощью серийной установки УРС-2,0, а в диапазоне энергий (25+115) кэВ использовалась серийная установка РУП-150. Энергия квантов определялась по анодному напряжению на рентгеновской трубке. Перекритие диапазона энергий рентгеновских установок позволило дополнительно контролировать получаемые результаты. Рентгеновский пучок формировался с помощью набора свинцовых коллиматоров. Остировка пучка проводилась визуально по тени на флюорасцирующем экране от медной катушки колебательного контура генератора. Образцы располагались вдоль оси этой катушки, но отчетливую тень на экране давали только относительно плотные и протяженные вдоль пучка образцы.

Эксперимент проводился следующим образом. Образец сначала охлаждался в нулевом магнитном поле до заданной температуры

$T < T_c$ . Затем при постоянной температуре на самописце записывались кривые разрушения и восстановления сверхпроводимости магнитным полем. По таким записям, сделанным при разных температурах, определялись зависимости полей перегрева  $H_{sh}$  и переохлаждения  $H_{sc}$  от температуры. Далее, на всем диапазоне изменения магнитного поля выбирался ряд последовательно расположенных значений - рабочих точек, при которых в дальнейшем проводилось облучение. Перед облучением в каждой точке  $H = Const$  образец приводился в стандартное исходное состояние, а именно, магнитное поле увеличивалось до настолько большого значения, при котором сверхпроводимость полностью разрушалась, затем уменьшалось до нуля и монотонно подводилось к необходимому значению. Таким образом обеспечивалось магнитное стирание предистории образца. Для облучения образца с пути предварительно настроенного по энергии и интенсивности пучка убирался массивный свинцовый поглотитель. При этом часть сверхпроводящих гранул под действием излучения переходила в нормальное состояние, о чем свидетельствовал зависящий от времени сдвиг частоты  $\Delta F_{\chi}(t)$  генератора.

В процессе облучения анодное напряжение и ток рентгеновской трубки выдерживались одинаковыми во всех рабочих точках. Время облучения выбиралось настолько большим, чтобы зависимость  $\Delta F_{\chi}(t)$  достигла своего предельного значения  $\Delta F_A$ . Практически при мощности экспозиционной дозы 2 Р/мин для этого требовалось от 10 до 200 сек. После завершения облучения на пути пучка снова ставился свинцовый поглотитель, включалась дальнейшая развертка магнитного поля и проводились процедуры

приведения образца в новое исходное состояние.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ.

Основные черты процесса разрушения метастабильного сверхпроводящего состояния гранул в коллоиде магнитным полем и рентгеновским излучением отражены на рис.2. На левой части рисунка плавной линией, последовательно проходящей от нулевого значения магнитного поля по направлению стрелки через точки 1+7 в область сильных полей, показан процесс разрушения перегретого сверхпроводящего состояния гранул магнитным полем. При обратном ходе магнитного поля наблюдался гистерезис, обусловленный переохлаждением нормального состояния гранул.

Точки 1+7 на ветви перегрева являются примерами рабочих точек. Вертикальные отрезки  $(1+1')$  и  $(7+7')$  соответствуют процессам разрушения сверхпроводимости коллоида под действием облучения при фиксированных значениях магнитного поля. Начальные участки временных разверток этих процессов показаны на правой части рисунка.

Плавные линии, начинающиеся в точках  $(1'+7')$  и сливающиеся друг с другом при достаточно сильных значениях магнитного поля, соответствуют процессам разрушения сверхпроводимости магнитным полем в среде тех гранул, которые не перешли в нормальное состояние под действием облучения в соответствующих рабочих точках даже при длительной экспозиции на пучке.

На примере рабочей точки 1 объяснен смысл используемых далее величин:  $\Delta F$  - полной амплитуды сверхпроводящего перехода,  $\Delta F_A$  - амплитуды перехода, обусловленной облучением,  $\Delta F_H$  - начальной амплитуды перехода в рабочей точке,  $\Delta F_{\chi}$  - текущего зна-

чения сдвига частоты, обусловленного переходом части гранул в коллоиде, способных к переходу под облучением.

В результате обработки данных, подобных приведенным на рис.2, было установлено следующее:

п.1. Существенной особенностью описываемых результатов является их воспроизводимость, несмотря на то, что сами по себе явления перегрева и переохлаждения наблюдаются на неустойчивых метастабильных фазах. Воспроизводимость сохраняется при многократных циклах перемагничивания, при термоциклировании, при облучении и даже при таком радикальном воздействии на коллоид, как его разбавление.

п.2. Обращает на себя внимание значительная ширина сверхпроводящего перехода коллоида, как на ветви перегрева, так и на ветви переохлаждения, тогда как уединенные оловянные гранулы микронного размера имеют очень резкие сверхпроводящие переходы [8,9].

п.3. При облучении коллоида в рабочих точках, лежащих на верхней части гистерезисной петли (см.рис.2) чувствительность к излучению была обнаружена лишь в точках, лежащих на ее нисходящем участке, соответствующем перегреву. На нижнем участке гистерезисной петли - ветви переохлаждения, чувствительности к излучению обнаружено не было - при облучении количество гранул в сверхпроводящем состоянии не изменялось.

п.4. На рис.2 справа приведены экспериментальные зависимости сдвига частоты под облучением от времени  $\Delta F_{\gamma}(t)$  в ряде рабочих точек при  $E_{\gamma} = 115 \text{ кэВ}$ . Видно, что во всех рабочих точках разрушение сверхпроводимости сначала идет примерно по линейно-

му от времени закону, затем зависимости  $\Delta F_{\gamma}(t)$  плавно выходят на асимптоты, достигая своих предельных значений  $\Delta F_{\Lambda}$ , не зависящих от времени.

При фиксированной энергии квантов начальные скорости изменения частоты под облучением  $\dot{\Delta F}_{\gamma}$  и асимптотические значения сдвига частоты  $\Delta F_{\Lambda}$  зависят от положения рабочей точки на кривой перехода. На рис.3 зависимости  $\dot{\Delta F}_{\gamma}(H)$  и  $\Delta F_{\Lambda}(H)$  изображены соответственно символами " " и " ", причем зависимость  $\Delta F_{\Lambda}(H)$  приведена в нормированном на полную амплитуду перехода  $\Delta F$  виде. Как видно из приведенных данных, обе зависимости имеют вид колоколообразных кривых. Интересно отметить, что график производной кривой перехода  $dF/dH$ , изображенный на рис.3 сплошной линией, с точностью до масштабного множителя совпадает с графиком зависимости  $\dot{\Delta F}_{\gamma}(H)$ , полученным экспериментально.

п.5. Количественный анализ зависимостей  $\Delta F_{\gamma}(t)$  показал, что они в достаточно широком интервале времен описываются зависимостями вида

$$\Delta F_{\gamma}(t) = \Delta F_0 [1 - \exp(-t/\tau)] \quad (I)$$

где параметры  $\Delta F_0$  и  $\tau$  подбираются численно для каждой зависимости.

На тех зависимостях, которые за время  $\tau$  не успели выйти на свое предельное значение  $\Delta F_{\Lambda}$  в последующем временном ходе становился заметным более медленный чем (I) неэкспоненциальный вклад, который доминировал при больших временах.

Для рабочих точек, расположенных вблизи начала перехода, неэкспоненциальный вклад в полную амплитуду перехода доходил

до  $\sim 40\%$ , а характерное время  $\tau$  экспоненциальной части составляло  $3+4$  сек.

По мере приближения рабочих точек к концу перехода неэкспоненциальный вклад стремился к нулю, т.е. полная амплитуда перехода  $\Delta F_A$  приближалась к  $\Delta F_0$ , а величина  $\tau$  плавно выходила на свое предельное значение  $\sim 0,3+0,4$  сек, которое уже не зависело от положения рабочей точки.

п.6. Влияние энергии рентгеновского излучения на процесс разрушения сверхпроводимости исследовалось на примере зависимостей  $\Delta F_A(E_\gamma)$ .

На рис.4 приведены зависимости от энергии нормированных значений  $\Delta F_A/\Delta F_H$  в двух условно выбранных рабочих точках, соответствующих началу и концу сверхпроводящего перехода. Измерения проводились на образце, содержащем по объему  $0,4\%$  гранул, что соответствовало пределу разбавленного коллоида с отношением  $L/d \sim 6,3$  (см.п.7). За начало перехода была принята рабочая точка, удовлетворяющая условию  $\Delta F_H/\Delta F \approx 0,75$ , за конец - точка  $\Delta F_H/\Delta F \approx 0,25$ , где, как отмечалось выше,  $\Delta F$  - полная амплитуда сверхпроводящего перехода.

Характерной особенностью приведенных зависимостей является наличие линейного участка при малых значениях  $E_\gamma$  и выход на некоторое предельное значение, не зависящее от энергии, при больших значениях  $E_\gamma$ . По мере приближения рабочей точки к концу перехода отношение  $\Delta F_A/\Delta F_H$  стремится к единице при больших значениях  $E_\gamma$ .

Количественный анализ экспериментальных данных показал, что вблизи конца перехода они описываются экспоненциальными

функциями вида

$$\Delta F_A/\Delta F_H = S [1 - \exp(-E_\gamma/E_0)] \quad (2)$$

где параметры  $S$  и  $E_0$  определяются численно в процессе аппроксимации. При смещении рабочей точки к началу сверхпроводящего перехода значение параметра  $S$  постепенно уменьшается от своего предельного значения, равного единице в конце перехода, значение параметра  $E_0$  увеличивается, а описание экспериментальных данных формулой (2) ухудшается. На рис.4 через экспериментальные точки проведены наилучшие расчетные кривые вида (2), иллюстрирующие сказанное.

Количественное совпадение расчета по формуле (2) с экспериментом при выборе рабочей точки вблизи конца сверхпроводящего перехода позволяет ввести понятие о пороговом значении энергии  $E_0$ , характеризующем устойчивость сверхпроводящего состояния по отношению к облучению. В конце сверхпроводящего перехода  $E_0 = 20$  кэВ.

п.7. Взаимное магнитное влияние гранул в коллоиде - "диамагнитный" эффект [I0, II], исследовалось на примере зависимости нормированного значения  $\Delta F_A/\Delta F_H$  от параметра  $L/d$  при различных температурах [I2]. Результаты экспериментов, полученные при облучении коллоидов рентгеновскими лучами с энергией  $E_\gamma = 115$  кэВ, представлены на рис.5. Данные сгруппированы по температурам и для каждой температуры сплошными линиями проведены усредненные зависимости. Соответствие между относительными температурами  $t = T/T_c$  и обозначениями на рис.5 следующее:

0,700 "○"; 0,800 "▽"; 0,850 "△"; 0,875 "●"; 0,900 "□";

0,925 "■"; 0,950 "×".

Из приведенных данных видно, что взаимное влияние гранул вследствие искажения ими магнитного поля при не очень близких к  $T_c$  температурах ( $t \leq 0,9$ ) становится существенным при  $L/d \leq 3$ . В более разбавленных образцах устойчивость метастабильного сверхпроводящего состояния не зависит от расстояния между гранулами.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.

Обсуждение результатов начнем с рассмотрения "диамагнитного" эффекта. Это позволит сформулировать понятие разбавленного коллоида, необходимое для дальнейшего анализа.

По существу "диамагнитный" эффект заключается в установлении среднего добавочного магнитного поля  $\Delta H$  на каждой сверхпроводящей грануле коллоида за счет эффекта Мейсснера на остальных гранулах при помещении коллоида в однородное магнитное поле  $H$  [10,11].

Причем [12]

$$\Delta H \approx \frac{H}{2} \cdot \frac{(d/2 - \lambda)^3}{[1 - (d/2 - \lambda)]^3} = \frac{H}{2} \cdot \frac{1}{\left[\frac{L}{(d/2 - \lambda)} - 1\right]^3} \quad (3)$$

Здесь  $L$  - среднее расстояние между центрами соседних сверхпроводящих гранул, а  $d$  - их средний диаметр.

При облучении коллоида, находящегося в перегретом сверхпроводящем состоянии, количество сверхпроводящих гранул убывает со временем. При этом за счет увеличения  $L$  убывает и добавочное поле. Особенно заметен процесс снижения  $\Delta H$  в плотных коллоидах в первые моменты облучения, когда  $L$  еще мало и сравнимо с  $d$ . Снижение добавочного поля при облучении приводит к

снижению степени метастабильности остающихся в сверхпроводящем состоянии гранул, и как следствие, к уменьшению доли сверхпроводящих гранул, переходящих в нормальное состояние за счет облучения, т.е. к уменьшению экспериментально наблюдаемой величины  $\Delta F_A$ .

Такая точка зрения нашла свое подтверждение и в контрольном эксперименте, в котором при облучении велось одновременное уменьшение внешнего магнитного поля, также приводящее к снижению  $\Delta F_A$  по сравнению со стандартным случаем, когда внешнее магнитное поле поддерживалось на неизменном уровне.

Согласно экспериментальным данным, приведенным в п.7, плотность коллоида не сказывается на результатах облучения при плотностях, соответствующих значению параметра  $L/d \geq 3$ , которое естественно принять в качестве критерия разбавленности коллоида. Полученное условие позволяет получить оценку и для самой величины добавочного поля в разбавленном коллоиде. Из соотношения (3) для случая  $\lambda \ll d$  и  $L/d \geq 3$  получаем  $\Delta H/H \leq 0,4\%$ .

При использовании коллоидов из перегретых сверхпроводящих гранул в качестве детектирующей среды для ионизирующих излучений естественно под эффективностью такой среды понимать величину, пропорциональную  $\Delta F_A/\Delta F_H$ . С этой точки зрения существенно, что добавочное магнитное поле  $\Delta H$  является монотонно убывающей функцией среднего расстояния между гранулами  $L$  и глубины проникновения  $\lambda$ , а, следовательно, и температуры вследствие зависимости  $\lambda(T)$ . При выборе температуры коллоида намного ниже  $T_c$  "диамагнитный" эффект перестает существенно зависеть от температуры и его отрицательное влияние на эффективность детекти-

рующей среды можно исключить только путем разбавления коллоида, т.е. увеличения  $L$  (см. рис.5), что само по себе также ограничивает эффективность регистрации излучений такой разбавленной средой.

При выборе температуры коллоида вблизи  $T_c$  вследствие резкой температурной зависимости  $\lambda(T)$  можно значительно уменьшить добавочное магнитное поле  $\Delta H$  даже в плотных коллоидах и, тем самым, существенно повысить эффективность коллоида, как детектирующей среды [12].

Перейдем к обсуждению формы ветви перегрева сверхпроводящего перехода разбавленного коллоида безотносительно к влиянию облучения. На уединенных гранулах эта ветвь имеет вид резкой ступеньки [8,9], причем само значение поля перегрева  $H_{sh}$  является однозначной функцией как температуры, так и размеров гранул. Отметим при этом, что температурная зависимость  $H_{sh}(T)$  стандартная, такая же как и  $H_c(T)$ , а зависимость  $H_{sh}$  от диаметра гранул обратная - в исследуемом диапазоне диаметров  $H_{sh} \sim 1/d$  [13]. Это подтверждено и нашими независимыми измерениями.

Учитывая сказанное разумно было предположить, что в разбавленных коллоидах форма и ширина ветви перегрева определяется разбросом гранул по размерам, который благодаря указанной выше зависимости  $H_{sh}$  от диаметра трансформируется в разброс гранул по критическим полям.

Другими словами, на гистограммах распределения гранул по размерам можно было бы дать еще одну ось абсцисс и проставить на ней наряду с диаметрами и критические поля  $H_{sh}(d)$ . При

этом, однако, следовало бы помнить что максимальное значение поля  $H_{sh}^{MAX}(T)$ , соответствующее концу перехода при данной температуре, наблюдается на самых мелких гранулах с диаметром  $d_{мин}$ , а минимальное значение  $H_{sh}^{MIN}(T)$  - на самых крупных гранулах с диаметром  $d_{макс}$ . Предполагая, далее, линейную связь между полями перегрева  $H_{sh}$  и обратными диаметрами гранул  $1/d$  [13], можно было надеяться по гистограмме смоделировать форму ветви перегрева.

Такая работа была нами проделана. При этом были проверены две возможности:

1) сдвиг частоты измерительного генератора  $\Delta F$  при сверхпроводящем переходе в магнитном поле  $H_{sh}(d_{макс}) < H < H_{sh}(d_{мин})$  пропорционален суммарному объему гранул, приходящемуся на интервал диаметров от  $d_{макс}$  до  $d(H)$ .

2) сдвиг частоты при тех же условиях пропорционален суммарному эффективному объему гранул (с учетом скин-глубины), сосредоточенному в интервале диаметров от  $d_{макс}$  до  $d(H)$ .

Оба варианта расчета дали результаты, совпадающие с экспериментом в пределах точности измерений. Это совпадение обусловлено тем, что в использованном коллоиде в нормальном состоянии согласно нашим независимым измерениям скин-глубина составляет 3,3 мкм и измерительное ВЧ-поле практически полностью проникает в объем гранул и, следовательно, функции распределения объема и эффективного объема, приходящегося на гранулы данного диаметра, при нормировке на одинаковую площадь под кривыми мало отличаются друг от друга. Отметим, что из сказанного выше вытекает и обратное утверждение, а именно, что производная

кривой перехода по магнитному полю для использованного коллоида с точностью до масштабного множителя должна совпадать с функцией распределения объема, приходящегося на гранулы данного диаметра, при соблюдении, конечно, соответствия  $d_{\text{мин}} - H_{\text{сн}}$  и  $d_{\text{макс}} - H_{\text{сн}}$ . Моделирование ветви перегрева по гистограмме доказывает и это предположение.

В плотных коллоидах имеются свои специфические причины уширения кривых переходов в магнитном поле [14]. Некоторые из них были рассмотрены выше. Более подробное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки данной работы.

Рассмотрим теперь результаты по влиянию облучения на характер разрушения сверхпроводимости коллоидов в магнитном поле, показанные на рис.3. Будем исходить из обоснованного выше результата, заключающегося в том, что изменение со временем частоты измерительного генератора  $\Delta F(t)$  при разрушении сверхпроводимости  $n_i^n$  гранул диаметром  $d_i$  в рассматриваемом случае (когда в нормальном состоянии ВЧ-поле полностью проникает в объем гранул) определяется их суммарным объемом, т.е.

$$\Delta F(t) \sim \sum_{i=1} n_i^n(t) \cdot d_i^3 \quad (4)$$

Из этого соотношения следует, что скорость изменения частоты автогенератора  $\Delta \dot{F}_g(t)$  при облучении коллоида должна удовлетворять условию

$$\Delta \dot{F}_g(t) \sim \sum_{i=1} \dot{n}_i^n(t) \cdot d_i^3 \quad (5)$$

Величина  $\dot{n}_i^n(t) \equiv d[n_i(0) - n_i^n(t)]/dt$  - количество гранул определенного размера, перешедших за единицу времени из сверхпроводящего состояния в нормальное при облучении коллоид-

да, в свою очередь может быть определена из следующих соображений:

1) Производная  $\dot{n}_i^s(t)$  пропорциональна величине  $n_i^s(t)$  - количеству гранул определенного размера, находящихся все еще в сверхпроводящем состоянии, пропорциональна вероятности попадания кванта на любую сверхпроводящую гранулу коллоида, т.е. геометрическому множителю  $n_i^s(t) \cdot d_i^2$ , дающему суммарную прицельную площадь при облучении однородным по сечению пучком квантов разреженного коллоида и также пропорциональна потоку квантов, т.е. мощности экспозиционной дозы  $\mathcal{D}$  [2].

2)  $\dot{n}_i^s(t)$  пропорциональна также вероятности того, что попавший в гранулу квант поглотится, т.е. в конечном счете пробегу кванта в грануле, который для гранул микронных размеров и для используемых в данной работе энергий квантов пропорционален его диаметру  $d_i$ , т.к. гранулы микронного размера являются "тонкими" поглотителями.

3) При прочих равных условиях естественно, что вероятность разрушения сверхпроводимости гранулы при попадании в нее кванта с энергией  $E_\gamma$  в первом приближении пропорциональна величине  $E_\gamma$  и обратно пропорциональна теплоемкости гранулы, т.е. ее объему  $d_i^3$ .

Суммируя сказанное выше, имеем

$$\begin{aligned} \dot{n}_i^s(t) &\sim -[n_i^s(t) \cdot d_i^2] \cdot \mathcal{D} \cdot d_i \cdot [E_\gamma / d_i^3] = \\ &= -n_i^s(t) \cdot E_\gamma \cdot \mathcal{D} \end{aligned} \quad (6)$$

что дает для  $n_i^s(t)$

$$n_i^s(t) = n_i^s(0) \exp[-E_\gamma \cdot \mathcal{D} \cdot t] \quad (7)$$

Соответственно, для  $n_i^n(t)$  имеем

$$n_i^n(t) \equiv n_i(0) - n_i^s(t) = n_i(0) \cdot [1 - \exp(-E_\gamma \cdot \mathcal{D} \cdot t)] \quad (8)$$

Это приводит к следующим важным соотношениям

$$\Delta \dot{F}_\gamma(t) \sim \frac{d}{dt} [1 - \exp(-E_\gamma \cdot \mathcal{D} \cdot t)] \cdot \sum_{i=1}^3 n_i(0) \cdot d_i^3 \quad (9)$$

$$\Delta \dot{F}_\gamma(0) \sim -E_\gamma \cdot \mathcal{D} \cdot \sum_{i=1}^3 n_i(0) \cdot d_i^3 \quad (9a)$$

Остановимся на некоторых выводах, следующих из них:

- 1) При прочих равных условиях ( $T = \text{Const}$ ,  $\mathcal{D} = \text{Const}$ ,  $E_\gamma = \text{Const}$ ) зависимость начальной скорости  $\Delta \dot{F}_\gamma(0)$  от сорта гранул определяется множителем  $n_i \cdot d_i^3$ . В силу существования обратной линейной связи  $H_{SH}(d)$  эта зависимость трансформируется в зависимость  $\Delta \dot{F}_\gamma(0)$  от магнитного поля, причем с точностью до масштабного множителя она должна совпадать с зависимостью от магнитного поля производной кривой перехода  $dF(H)/dH$ . Этот вывод хорошо согласуется с экспериментом и численным моделированием формы ветви перегрева, что можно рассматривать, как обоснование сделанных выше предположений.
- 2) При прочих равных условиях ( $T = \text{Const}$ ,  $E_\gamma = \text{Const}$ ,  $H = \text{Const}$ ) имеет место линейная зависимость  $\Delta \dot{F}_\gamma(0) \sim \mathcal{D}$ , т.е. начальная скорость  $\Delta \dot{F}_\gamma(0)$  пропорциональна мощности экспозиционной дозы. Этот вывод согласуется с экспериментом и может иметь прикладное значение.
- 3) При прочих равных условиях ( $T = \text{Const}$ ,  $\mathcal{D} = \text{Const}$ ,  $H = \text{Const}$ ) имеет место линейная зависимость  $\Delta \dot{F}_\gamma(0) \sim E_\gamma$ . Этот вывод согласуется с экспериментом и может также иметь прикладное значение.
- 4) При прочих равных условиях ( $T = \text{Const}$ ,  $\mathcal{D} = \text{Const}$ ,  $E_\gamma = \text{Const}$ ,

$H = \text{Const}$ ) из соотношения (7) следует, что зависимость  $n_i^s(t)$  имеет вид экспоненты  $n_i^s(t) \sim \exp(-t/\tau)$ , где характерное время  $\tau$  не зависит от диаметра гранул. Это приводит, согласно (4) и (8) к зависимости  $\Delta F_\gamma(t) = \Delta F(0) [1 - \exp(-t/\tau)]$ , наблюдающейся экспериментально (см. (I)).

Остановимся теперь на эффектах, связанных с разбросом гранул в коллоиде по размерам и с их хаотическим распределением в парафине.

Как отмечалось выше важной характерной особенностью энергетической зависимости относительного отклика  $\Delta F_A / \Delta F_H$  коллоида на перегретых сверхпроводящих гранулах является выход на асимптоту в области больших энергий  $E_\gamma$ . Асимптотическое значение тем выше, чем однороднее коллоид по размерам гранул. Это, по-видимому, можно объяснить тем, что в коллоиде с большим разбросом гранул по размерам всегда имеется значительная доля сверхпроводящих гранул, которые не переводятся из метастабильного сверхпроводящего состояния в нормальное при облучении рентгеновскими квантами данной энергии. Приведенное объяснение хорошо согласуется с тем фактом, что асимптотическое значение относительного отклика  $\Delta F_A / \Delta F_H$  в конце перехода близко к своему предельному значению — единице и всегда заметно выше, чем в начале перехода, а временной ход процесса разрушения метастабильного сверхпроводящего состояния близок к экспоненциальному. В начале перехода практически все гранулы, имеющиеся в коллоиде, еще сверхпроводят. При этом в силу хаотичности расположения гранул в пространстве имеются локальные скопления сверхпроводящих гранул, вследствие чего они, как бы-

ло сказано выше, находятся в различных условиях по магнитному полю. Кроме того, сверхпроводят гранулы разных размеров, имеющие различные пороговые энергии и поля перегрева. При облучении такого "дважды" неоднородного коллоида в первую очередь происходит разрушение сверхпроводимости гранул, находящихся в скоплениях, а также гранул, имеющих меньшее значение пороговой энергии и поля перегрева. В процессе облучения такого коллоида квантами данной энергии всегда выявляется заметная "неактивная" доля сверхпроводящих гранул. В "конце" перехода в сверхпроводящем состоянии остается лишь малая доля гранул коллоида, причем при увеличении магнитного поля до его рабочего значения в первую очередь разрушается сверхпроводимость гранул в скоплениях, что приводит к гомогенизации распределения оставшихся в сверхпроводящем состоянии гранул, а также происходит разрушение сверхпроводимости более крупных гранул, поскольку экспериментально наблюдаемые значения полей перегрева уменьшаются в этом диапазоне размеров с ростом размера гранул стремясь в пределе к критическому полю массивного образца, что приводит к гомогенизации коллоида по размерам.

Таким образом, в конце перехода коллоид состоит из более однородного и по размерам и по пространственному распределению остатка сверхпроводящих гранул, вследствие чего и наблюдается практически предельный относительный отклик детектора (см. рис. 4).

Предположение о гомогенизации коллоида подтверждается еще и тем, что экспериментальные зависимости относительного отклика детектора от энергии для конца перехода количественно опи-

сываются формулой (2), а временной ход процесса разрушения метастабильного сверхпроводящего состояния - формулой (1), тогда как для аналогичных зависимостей для середины и начала перехода имеется лишь качественное согласие.

Расхождение расчета по формуле (2) и эксперимента для середины и начала перехода обусловлено, по-видимому тем, что в коллоиде, состоящем из гранул с большим разбросом по размерам, относительный отклик  $\Delta F_A / \Delta F_H$  является интегральным эффектом и должен описываться суммой зависимостей типа (2), отвечающих гранулам с разными пороговыми энергиями.

В конце отметим, что временной ход (1) процесса разрушения перегретого сверхпроводящего состояния (см. рис. 2) позволяет определить из результатов измерений два важных физических параметра: энергию  $E_\gamma$  и мощность экспозиционной дозы облучения  $\mathcal{D}$  падающего на коллоид излучения. Действительно, по величине амплитуды перехода  $\Delta F_A$ , обусловленной облучением, с учетом энергетической зависимости аналогичной приведенной на рис. 4, можно определить энергию падающего излучения  $E_\gamma$ , а по измеренной начальной скорости изменения частоты измерительного генератора  $\Delta \dot{F}_\gamma(0)$  в совокупности с заранее известной линейной зависимостью  $\Delta \dot{F}_\gamma(\mathcal{D})$  можно определить величину мощности экспозиционной дозы  $\mathcal{D}$ . Разумеется, что для того, чтобы предложенный метод одновременного измерения энергии и интенсивности падающего на коллоид излучения носил количественный характер, необходимо, чтобы используемый коллоид был калиброван в рабочей точке на ветви перегрева коллоида ионизирующим излучением с заранее известными параметрами.

Существенным преимуществом предложенного метода одновременной диагностики энергии и интенсивности ионизирующего (в частности рентгеновского) излучения является то, что при использовании разбавленных коллоидов исследуемый пучок практически не возмущается в процессе диагностики.

#### В В О Д Н

1. Экспериментально определен критерий разбавленности коллоида в терминах среднего расстояния между центрами соседних гранул  $L$ , нормированного на их средний диаметр  $d$ :  
 $L/d \geq 3$ .

2. Введено понятие о пороговом значении энергии  $E_0$ , характеризующем устойчивость перегретого сверхпроводящего состояния коллоида по отношению к облучению и предложена экспериментальная методика количественного определения  $E_0$ .

3. Исследована кинетика процесса разрушения перегретого сверхпроводящего состояния оловянных гранул рентгеновскими лучами.

4. Установлено, что коллоиды из перегретых сверхпроводящих гранул могут использоваться для одновременного измерения энергии и интенсивности рентгеновского излучения.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Drukier A.K., Valette C., NIM, 105, 285+287, 1972.
2. Blot J., Pellan Y., Pineau J.C., Rosenblatt J. J. Appl. Phys., 45, 3, 1429+ 1435, 1974.
3. Drukier A.K., Yuan L.C.L., NIM, 138, 213+ 226, 1976.

4. Behar J., Hueber D., Jacoud R., Valette C., Waysand G., Cryogenics, 34I+344, June 1980.
5. Линтон Э. Сверхпроводимость, "Мир", Москва, 1971.
6. Геворгян С.Г., Добровольский Н.М. СФХТ, т.2, № 12, 1989.
7. Бабалян К.З., Геворгян С.Г., Добровольский Н.М., Мина Р.Т., Мовсесян Г.Д. Препринт ЕрФИ, IOI2(62), Ереван, 1987.
8. Feder J., McLachlan D.S. Phys. Rev., 177, 2, 763+776, January, 1969.
9. Hugo Parr, Phys. Rev. B, 12, 11, 4886+ 4898, 1975.
10. Valette C., Waysand G., Stauffer D. Solid State Commun., 41, 4, 305+307, 1982.
11. Hillen M., Stauffer D. Solid State Commun., 43, 6, 487+489, 1982.
12. Геворгян С.Г., Добровольский Н.М., Кроль В.К., Мина Р.Т. Авт.свид. № 1303952, Б.И., № 14, 1987.
13. Гинзбург В.Л. ЖЭТФ, 34, 1, 113+125, 1958.
14. Hueber D., Valette C., Waysand G.J. Phys.Lett., 41, 24, 1611+ 1613, 1980.

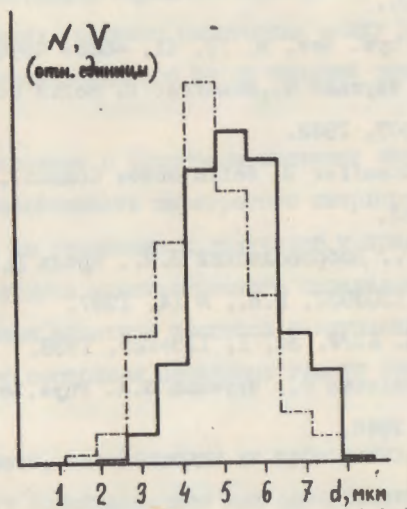


Рис.1. Распределение гранул по диаметрам  $N(d)$  (пунктирная линия) и полного объема  $V(d)$ , занимаемого гранулами данного диаметра (сплошная линия).

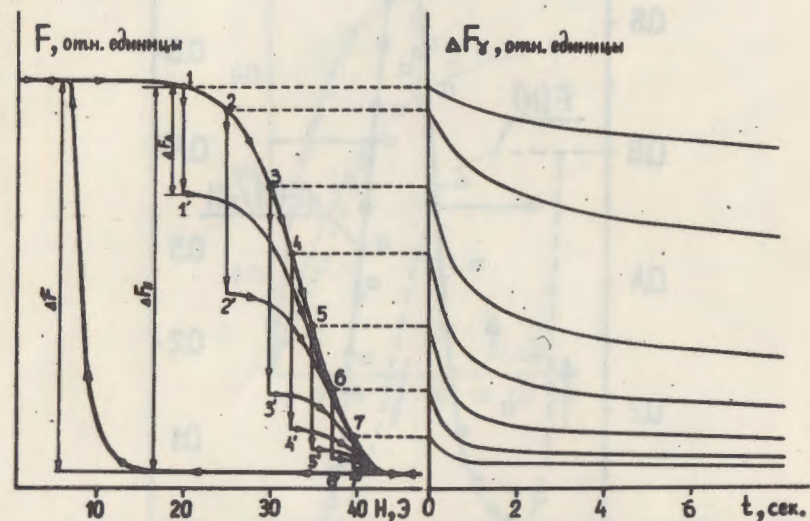


Рис.2. Основные черты процесса разрушения метастабильного сверхпроводящего состояния гранул в коллоиде магнитным полем и рентгеновским излучением (обозначения см в тексте).

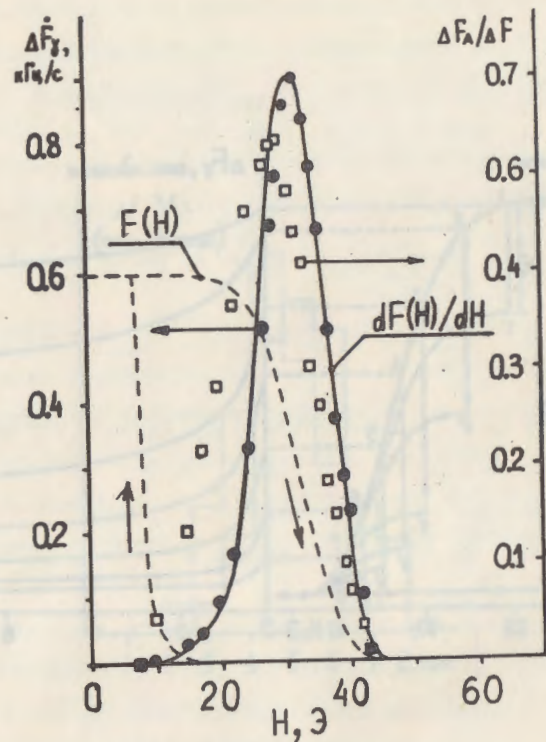


Рис.3. Чувствительность коллоида с объемным содержанием металла  $\sim 0,4\%$  в зависимости от величины рабочего магнитного поля при  $E_\gamma = 115$  кэВ и  $T = 3,52$  К.  $F(H)$  - кривая перехода коллоида из сверхпроводящего состояния в нормальное и обратно.  $dF(H)/dH$  - производная кривой перехода по магнитному полю.

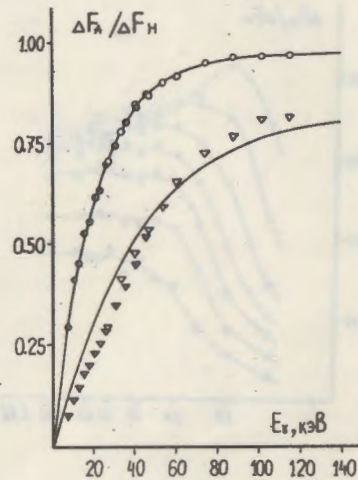


Рис.4. Отклик коллоида, содержащего по объему  $0,4\%$  гранул, на рентгеновское излучение при температуре  $T = 3,53$  К в зависимости от энергии квантов.

Сплошные линии рассчитаны по формуле (2) методом наименьших квадратов.

Зависимость от энергии излучения представлена значками "●" и "○" при  $\Delta F_n/\Delta F = 0,25$  и "▼" и "▽" при  $\Delta F_n/\Delta F = 0,75$ .  
 "▼", "●" - УРС - 2,0 - рентгеновская установка.  
 "▽", "○" - РУП - 150 - рентгеновская установка.

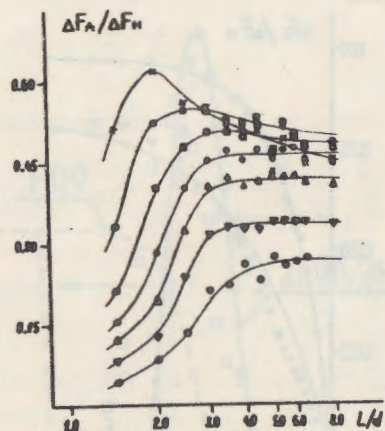


Рис.5. Зависимость относительной доли гранул, переходящих из метастабильного сверхпроводящего состояния в нормальное под действием облучения, от среднего расстояния между ближайшими гранулами в коллоиде, выраженного в единицах среднего диаметра гранул.

Измерения проведены на серии образцов с различными значениями параметра  $L/d$  при следующих относительных температурах  $T/T_c$ :

0,700 - "○",      0,800 - "▽",      0,850 - "△",      0,875 - "●".  
 0,900 - "□",      0,925 - "■",      0,950 - "×".

ВФ 02373

Заказ 1405

Тираж 100

Сдано в производство 10.10.1989г., подписано к печати  
 06.10.1989г., печ. 1,75л., усл. печ. 1,62л., изд. 1,7 л.,  
 бумага №2, 60x84 1/16

Эчмиадзинская типография АН Армянской ССР