

**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна**

14-92-29

Н.Р.Скынтей, С.И.Тютюнников, В.Н.Шаляпин

**СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ДЕТЕКТОРЫ
ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ**

1992

Рассмотрены достижения в области создания детекторов ядерных излучений, основанных на использовании сверхпроводимости. Относительная простота конструкции, амплитудно-временные характеристики детекторов, радиационная стойкость и другие параметры обеспечивают им преимущество в будущих экспериментах, особенно в области изучения так называемой "теневого материи".

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Scintei N.R., Tyutyunnikov S.I., 14-92-29
Shalyapin V.N.
Superconducting Nuclear Radiation Detectors

The recent progress in the development of superconducting nuclear radiation detectors is presented. The relative simplicity of the construction, the excellent energy and time resolution, very high radiation firmness secure them the priority in the future experiments, especially in the study of the so-called "dark-matter".

The investigation has been performed at the Particle Physics Laboratory, JINR.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в астрофизике установлено, что масса светящихся объектов, звезд и газов составляет менее 10% от массы галактик^{/1/}. Теоретические доводы космологии и теории образования галактик приводят к мысли о том, что остальная масса "теневого материи" должна состоять не из протонов, нейтронов и других, наблюдаемых в лабораториях частиц, а из совершенно нового типа частиц. Эти частицы, называемые фотионами, скалярными нейтрино, нейтрино Дирака, космионами, имеют скорость $\sim 10^{-3}$ с и массу от 2 до 100 ГэВ/с².

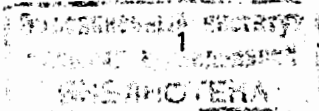
Рассеяние этих частиц на ядрах сообщает последним энергию в несколько килоэлектронвольт. Для измерения таких энергий требуются особые детекторы с малой запрещенной зоной, которыми могут стать криогенные или сверхпроводящие детекторы, обладающие низким порогом энергий регистрируемых частиц.

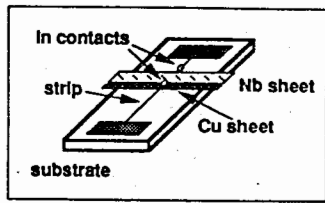
Другое поразительное свойство этих новых приборов состоит в том, что они обладают очень хорошим разрешением по энергиям вплоть до нескольких десятков электронвольт. В то же время энергетическое разрешение кремниевых или германиевых полупроводниковых детекторов мягкого рентгеновского х-излучения не лучше ≈ 150 эВ. Опубликованные сообщения по детектированию криогенными детекторами фононов^{/2/}, созданных ядерными частицами в охлажденных массивных монокристаллах, открывают возможность не только регистрации частиц, но и определения координаты их взаимодействия в монокристалле с точностью до 1 м^3 . Обладая большим объемом монокристаллов, несмотря на очень малое микроскопическое сечение взаимодействия вышеуказанных частиц с ядрами - около 10^{-32} см^2 , криогенный детектор может стать реальным практическим устройством для таких измерений.

Главная причина медленной реализации этих детекторов заключается не только в сравнительной новизне принципа их работы, но и в трудности технологических процессов при их изготовлении.

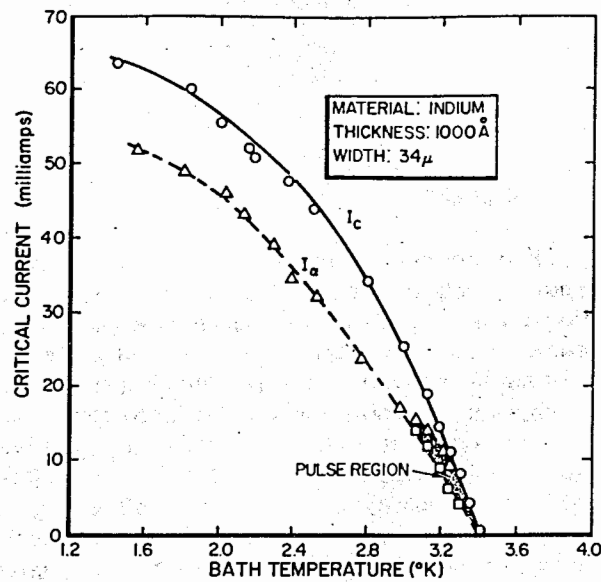
1. ТОНКАЯ СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ ПЛЕНКА КАК ДЕТЕКТОР ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ

После появления работы Шермана^{/3/} по использованию сверхпроводящих пленок для регистрации заряженных частиц были изучены различные пленочные материалы^{/4-7/} при бомбардировке их α -ча-



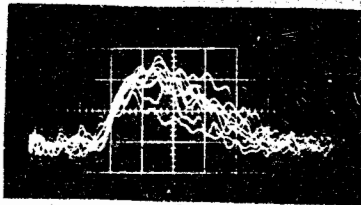


а



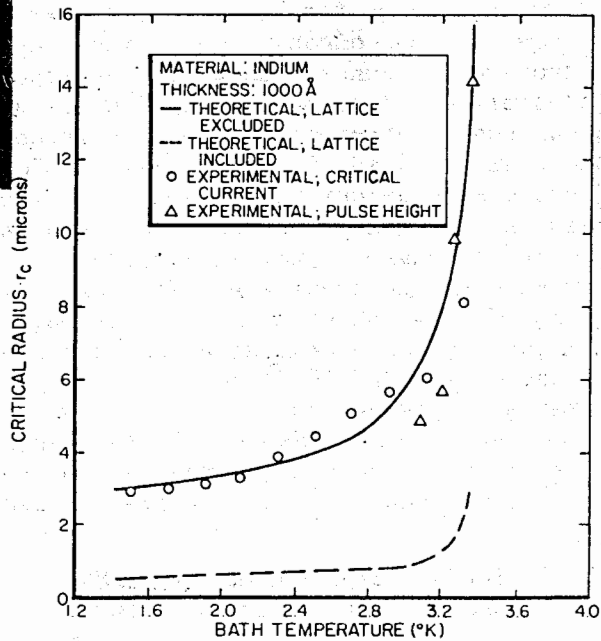
б

20 нс/дел.



в

Рис. 1. Схема тонкопленочного детектора из Pb или In /а/. Зависимость критического тока от температуры ванны /б/. Импульсы с детектора при облучении α -частицами /в/. Зависимость критического радиуса α -частиц от температуры ванны /г/. Рисунок взят из работы /9/.



г

стицами. Позднее Габути и др.^{/8/} регистрировали на пленке из ниобия X-лучи и быстрые электроны.

В качестве примера на рис. 1,а представлена тонкая сверхпроводящая пленка свинца или индия толщиной 0,1 мкм и шириной 34 мкм, нанесенная на кварцевую подложку^{/9/}. На рис. 1,б показана характеристика критического тока как функция температуры подложки /непрерывная кривая/ и та же характеристика при облучении пленки α -частицами /штриховая кривая/. В случае облучения пленки α -частицами энергия, передаваемая в процессе соударения с атомами решетки, ведет к повышению температуры на определенной площади пленки и временному переходу этой площади из сверхпроводящего состояния в нормальное, в результате чего уменьшается площадь поперечного проводящего тока пленки, что ведет к уменьшению критического тока. Авторы^{/9/} обнаружили, что самогасящиеся импульсы на нагрузочном сопротивлении под действием α -излучений имеют место в основном в области, близкой к критической температуре пленки /см.рис. 1,б/. Для объяснения этого поведения был рассчитан критический радиус вокруг падающей α -частицы, при котором температура пленки повышается до критической. Теоретические расчеты^{/3/}, основанные на общем уравнении теплопроводности, совпадают с экспериментальными данными, если принять, что кристаллическая решетка в течение такого короткого времени не участвует в отборе производимого α -частицей тепла. Из этого следует, что решетка пассивна достаточно долгое время, поэтому как для Pb, так и для In радиусы r_c одинаковы. Время достижения этого радиуса r_c зависит также от температуры подложки, и в интервале 1÷3,3 K оно меняется от $9 \cdot 10^{-11}$ до $1,4 \cdot 10^{-9}$ с (рис. 1,г).

На рис. 1,в показаны импульсы α -частиц, полученные в эксперименте^{/9/}. Время нарастания и спада свидетельствует о быстром самогашении наблюдаемых импульсов. При увеличении интенсивности α -излучений эффект участия кристаллической решетки в отборе тепла становится ощутимым, что ведет к исчезновению импульсов. В работе Стрела и др.^{/10/} представлена также сверхпроводящая NbN тонкая пленка толщиной 0,35 мкм, использовавшаяся для измерения слабоионизационных излучений при рабочей температуре 5 K и токе поляризации 18 мА.

При облучении пленки быстрыми электронами от источника ^{106}Ru импульсы напряжения имели амплитуду ≈ 60 мВ с нарастающим фронтом ниже 300 пс. Измеренная ширина запрещенной зоны этого сплава $\Delta_0 = 2,42$ мэВ.

Разработка новых технически воспроизводимых высокотемпературных сверхпроводников^{/28/} открывает совершенно новые перспективы в использовании таких пленочных материалов для детектирования ядерных частиц.

2. СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ - БОЛОМЕТРЫ

Сверхпроводящие приемники излучения относятся также к группе так называемых болометров. В большинстве случаев основным элементом болометра является свободно подвешенная фольга, напыленная на тонкую подложку.

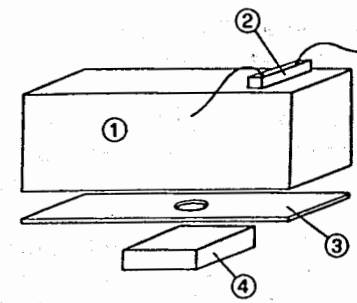
Чувствительность таких приемников ограничивается в основном тепловым шумом, величина которого сильно зависит от температуры как самого приемника, так и окружающей среды. Сверхпроводящие болометры обеспечивают очень слабые флюктуационные шумы, низкую теплоемкость, очень большой перепад сопротивления вблизи точки перехода от нормального к сверхпроводящему состоянию.

Болометры, использующие сильное изменение сопротивления под действием измеряемых частиц, обладают хорошей чувствительностью вплоть до 10^{-16} Вт/Гц^{1/2}, но, помимо очень незначительной эффективности, рабочая температура должна поддерживаться с точностью не хуже 10^{-4} К^{11/}.

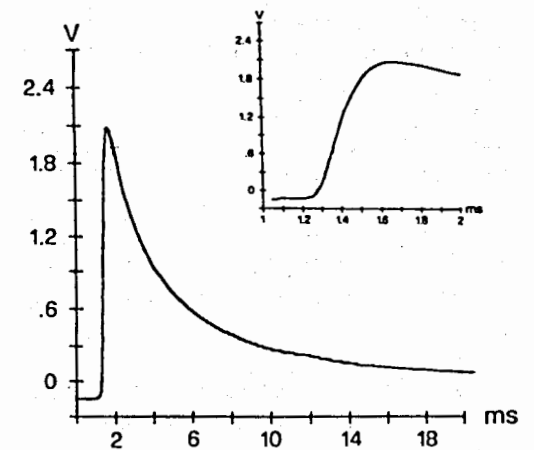
Благодаря сильному снижению теплоемкости при очень низких температурах образцов, появились болометры с использованием чистых диамагнитных монокристаллов, где единственное влияние на теплоемкость оказывают коллективные колебания решетки^{17/} и поэтому теплоемкость пропорциональна, в соответствии с законом Дебая, температуре в третьей степени. Сильное снижение теплоемкости связано с тем, что большое количество свободных зарядов связываются в куперовские пары и "конденсируются" в одно квантовое состояние, в котором они оказываются выключенными из теплового баланса сверхпроводника. Поскольку в металлах тепло переносится в основном свободными электронами, то их исключение должно понизить теплопроводность на несколько порядков. Эти благоприятные условия открыли возможность использования больших сверхпроводящих монокристаллов в качестве детекторов слабых излучений^{2,14,16/}.

На рис. 2а^{29/} показан германиевый монокристалл-болометр размером 1,1x0,4x0,3 см для измерения α -частиц от слабого источника ²²⁸Ra. Это большое достижение, если учесть, что в большинстве опубликованных работ^{12,16/} болометры имеют размеры на три порядка меньше. Алесандрелло и др.^{29/} получено разрешение по энергии ~1% при охлаждении детектора до 71 мК. Измерение температуры осуществлялось обычным коммерческим термистором объемом 0,5 мм³, наклеенным на одну из поверхностей монокристалла.

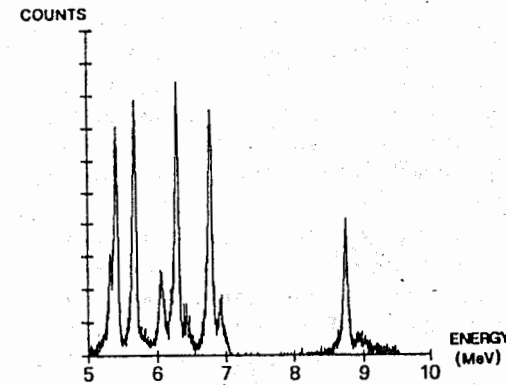
На рис. 2,б^{29/} представлен импульс выходного напряжения с целью иллюстрации мертвого времени детектора. Измеренный амплитудный спектр α -источника ²²⁸Ra представлен на рис. 2,в.



1 BOLOMETER
2 THERMISTOR
3 COLLIMATOR
4 α -SOURCE



б



в

Рис. 2. Общий вид болометра /а/. Форма амплитудного импульса /б/. Спектр распределения амплитуд α -частиц ²³⁸Ra /в/. Рисунок взят из работы^{29/}.

Скорость счета такого детектора, при учете статистического распределения импульсов, не превышает 10 с^{-1} . Теплоемкость прибора, определяемая по измеренному амплитудному спектру, равна $2,0 \pm 0,2 \cdot 10^{-10}$ Дж·К⁻¹, включая долю, вносимую термистором, $0,3 \pm 0,1 \cdot 10^{-10}$ Дж·К⁻¹. Из-за технологических трудностей охлаждения авторам^{29/} не удалось испытать монокристалл большего размера. По их оценкам, можно увеличить размеры монокристалла до одного и больше сантиметров.

Другое сообщение об использовании большого монокристалла кремния в качестве болометра, измеряющего излучения фононов, приведено в работе Ньюаузера^{2/}. Стержень длиной 8,9 см и диаметром 0,5 мм из монокристалла кремния охлажден до 2 мК жидким гелием ³He. На один конец стержня подавались лазерные световые импульсы, а на другом при помощи нанесенного углеродного

термистора измерялись полученные импульсы. Хотя длительность лазерных импульсов 0,1 мкс, на детекторе измеряемые импульсы появлялись спустя 15 мкс /время прибытия фононов/. Теоретические расчеты также показали, что доля энергии, падающей на термистор, была в $5 \cdot 10^{-5}$ раз меньше подаваемой на переднюю поверхность детектора.

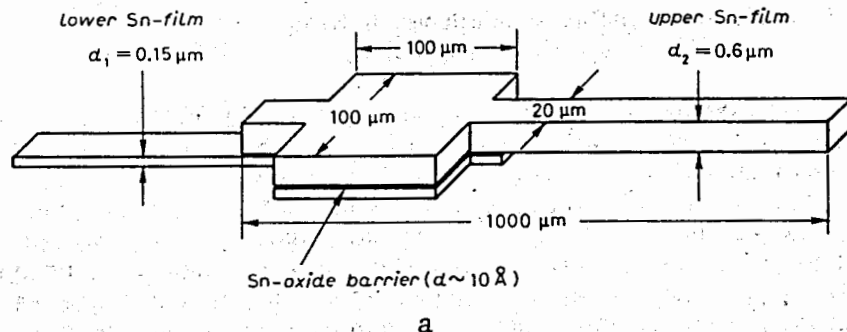
Новой, представляющей большой интерес является также работа Астапова и др.^{/30/}, в которой сообщается об использовании высокотемпературных сверхпроводников в качестве пленочного болометра для измерения тяжелых ионов и частиц высоких энергий.

3. СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ТУННЕЛЬНЫЕ КОНТАКТЫ В КАЧЕСТВЕ ДЕТЕКТОРОВ X-ЛУЧЕЙ

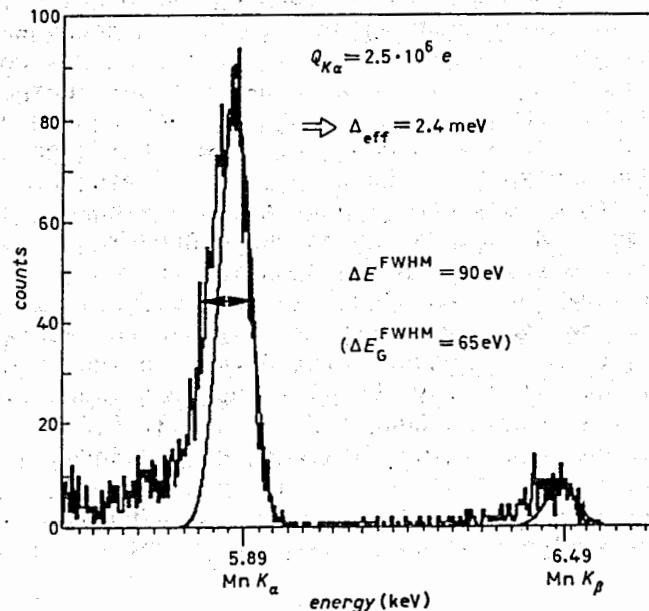
Среди криогенных детекторов радиации сверхпроводящие туннельные контакты занимают первое место по удовлетворению требуемым параметрам: минимальной измеряемой энергии частиц, хорошим амплитудным и временным разрешениям^{/18-29/}. Такие параметры обусловлены тем, что самый низкий уровень квазичастиц отделен от сверхпроводящего основного уровня энергетической зоной в несколько миллизевольт. Это в 1000 раз меньше, чем у полупроводниковых детекторов.

На рис. 3а представлен сверхпроводящий туннельный контакт Sn/окись Sn/Sn, описанный Тверенболдом^{/18/}, а в нижней части рисунка показан измеренный им спектр радиоактивного железа ^{55}Fe . Полученное разрешение по энергии 65 эВ включает также электронную аппаратуру. Если вычесть электронный шум, то собственное разрешение детектора приближается к 0,7% для энергии 5,89 кэВ. Собираемый заряд равен $2,5 \cdot 10^5$ электронов, что приводит к минимальной энергии ионизации ≈ 3 мэВ. Главным препятствием к снижению этой ионизации являлась, по утверждению авторов^{/18/}, грануляция пленок. С учетом того, что для олова $\Delta = 0,58$ мэВ, в пять раз ниже измеренного, полученное разрешение 0,7% не является предельным. Если сравнить это разрешение с разрешением лучших полупроводниковых приборов, то последние уступают сверхпроводящим примерно на порядок.

Размеры туннельного контакта приведены на рис. 3а. Видно, что нижняя пленка тоньше верхней, это ведет к тому, что импульсы, образованные при поглощении X-лучей в нижней, более тонкой пленке, имеют большую амплитуду, чем в верхней, более толстой /см. рис. 3,б/. Хвост низких энергий обусловлен поглощением X-лучей в проводниках тока, вне контактной площади. Авторами^{/18/} были проведены также временные измерения фронта нарастания сигналов в зависимости от температуры контакта. Эти



а



б

Рис. 3. Общий вид сверхпроводящего туннельного контакта /а/. Амплитудный спектр X-лучей ^{55}Fe /б/. Рисунок взят из работы^{/18/}.

результаты показывают, что с увеличением температуры амплитуда импульсов снижается, что объясняется возрастанием потерь квазичастиц вследствие рекомбинации. Время нарастания фронтов также снижалось до одинакового значения для обеих пленок, указывая на то, что с ростом температуры время рекомбинации уменьшается.

4. СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ТУННЕЛЬНЫЕ КОНТАКТЫ В КАЧЕСТВЕ ДЕТЕКТОРОВ ФОНОНОВ

Существующие полупроводниковые детекторы обеспечивают наилучшее разрешение энергий частиц /~ 3 кэВ на 1 кг кремния/ и самый низкий порог этих энергий /~ 4 кэВ/. В этой области энергий менее 30% осаждаемой энергии идет непосредственно на образование пар электрон - дырка, производящих сигнал. Большая часть энергии /70%/ преобразуется в фононах с энергиями в 10^3 раз меньше 1 эВ - энергии, необходимой для создания пары электрон - дырка. Ньюхаузер^{/2/} предложил новый тип детектора, основываясь на измерениях этих фононов. Источником фононов являлся быстрый распад возбужденных состояний пар электрон - дырка. Вначале эти возбужденные состояния генерируют фононы в виде коротковолновых акустических волн, которые быстро распадаются на длинноволновые. Этот распад пропорционален энергии (ν^5), так что в области длинных волн дальнейший распад незначителен. Длинноволновые фононы распространяются в кристалле без особых отклонений или дисперсий так называемым баллистическим образом. Измерения, проведенные Пребстом и др.^{/17/} на монокристалльном бруске кремния в качестве источника носителя фононов, показали довольно обнадеживающие результаты. Детектором фононов служили три сверхпроводящих туннельных контакта, образованных на одной из поверхностей бруска монокристалла объемом $3 \times 10 \times 20$ мм /рис.4/ ^{/17/}. $Al(Al_2O_3)Al$ сверхпроводящие туннельные контакты 1,2,3 имели сечения диаметром 0,3; 0,2 и 0,1 мм соответственно. Рабочая температура была ниже 0,38 К. В качестве α -источника использован ^{241}Am , излучение которого направлялось к бруску кремния через две щели диаметром 0,2 и 0,3 мм, проделанные в медном экране, покрывающем нижнюю поверхность.

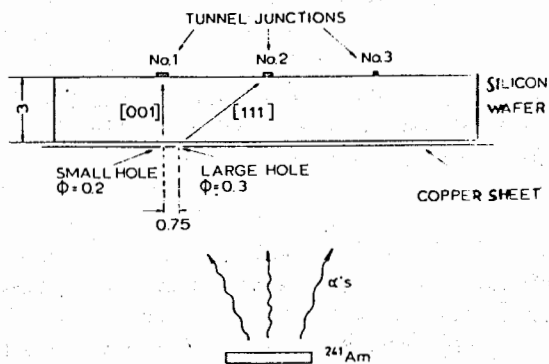


Рис.4а. Принципиальная схема эксперимента.

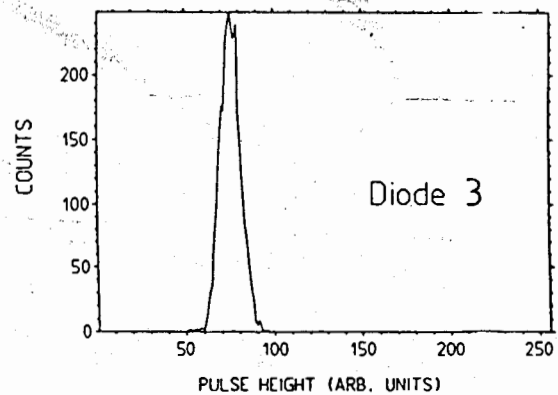
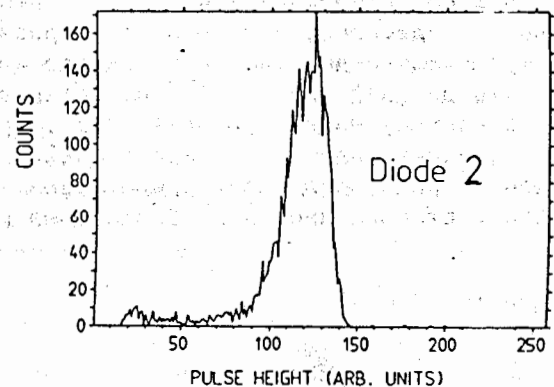
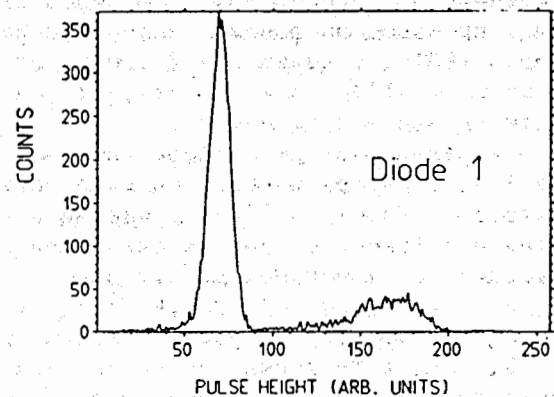


Рис.4б. Спектры амплитуд α -частиц, снятых с диодов 1, 2 и 3.

Монокристалл кремния изготовлен так, что через отверстие 0,2 мм α -частицы производили фононы, направляющиеся к детектору 1 по каналам [001], к детектору 2 фононы от отверстия 0,3 мм шли по каналам [111], а к детектору 3 фононы шли без всякой предпочтительной направленности.

Результаты измерений этих детекторов блестяще подтверждали идеи Ньюхаузера^{/2/} о регистрации фононов сверхпроводящими туннельными детекторами. Пробег 5,5 МэВ α -частиц в кремнии составляет 25 мкм, так что фононы создаются очень близко от противоположной поверхности туннельных детекторов.

Узкий левый пик импульсов /см. рис.4^{/17/}, снятых с диода 1, представляет собой нефокусированные фононы, идущие от отверстия диаметром 0,3 мм, в то время как часть спектра больших амплитуд представляет собой сфокусированные фононы, идущие от отверстия в 0,2 мм. Отношение этих средних амплитуд в 2,5 раза меньше ожидаемого, полученного по расчету Монте-Карло с учетом фокусирующего действия кремниевого монокристалла. Амплитудный спектр диода 2 /рис.4^{/17/} представляет собой один пик, уширенный в сторону низких энергий. Это уширение обусловлено импульсами фононов, идущих от первого 0,2 мм отверстия.

Пространственное распределение коррелированных амплитудных спектров первого и второго диодов изображено на рис.5^{/17/}, где

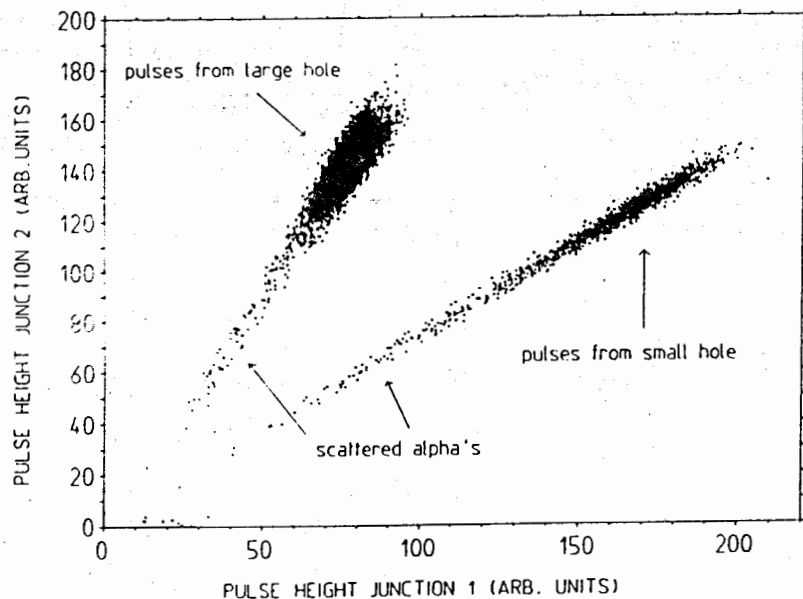


Рис.5. Пространственное распределение импульсов α -частиц диода № 2 /ось "y"/ от диода № 1 /ось "x"/. Ось "z" - интенсивность почернения. Рис.4 и 5 взяты из работы^{/17/}.

степень почернения представляет интенсивность импульсов по оси z, перпендикулярной к плоскости рисунка. Легко видеть, что фононные импульсы от первого и второго отверстий коллиматора хорошо отделены друг от друга. Импульсы, полученные с третьего диода, не были связаны с какой-либо фокусировкой кристалла. Они имели амплитуду на порядок больше, чем электронные шумы, и разрешение по энергии 17%. Это разрешение, по утверждению авторов^{/17/}, незначительно превышает разрешение самого источника α -частиц /15%/.

В заключение можно сказать, что очень небольшим числом фонноно-чувствительных детекторов можно определять координаты взаимодействия и полную энергию исследуемых частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены главные направления применения сверхпроводимости для исследования и разработки новых типов детекторов частиц с акцентом на принципы работы и области их применения. С помощью таких детекторов, в принципе, открывается возможность измерения новых типов частиц, из которых состоит так называемая "теневая материя".

ЛИТЕРАТУРА

1. Drukier A. et al. - IEEE Trans. on Mag., Vol. Mag.-23, 1987, No.2, p.717.
2. Neauhauser B. et al. - ib. p.469.
3. Sherman N.K. - Phys. Rev. Lett., 1962, 8, p.438.
4. Spiel D.E. et al. - Appl. Phys. Lett., 1965, 7, p.292.
5. Crittenden E. et al. - J. Appl. Phys., 1971, 42, p.3182.
6. Shepard K. et al. - J. Appl. Phys., 1975, 46, p.4664.
7. Ishihara N. et al. - Jap. J. Appl. Phys., 1984, 23, p.735.
8. Gabutti A. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1989, A285, p.323.
9. Donald E. et al. - Appl. Phys. Lett., 1965, 7, p.292.
10. Strehl B. et al. - CERN-EP/90-51, 1990.
11. Буккель В. - Сверхпроводимость. М.: Мир, 1975, с.318.
12. Moseley S. et al. - J. Appl. Phys., 1964, 56, p.1263.
13. Cabrera B. et al. - Phys. Rev. Lett., 1985, 55, p.25.
14. Fiorini E. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1984, 224, p.83.
15. Moseley S. et al. - J. Appl. Phys., 1984, 56, p.1257.
16. Caldwell D. - Nucl. Instr. and Meth., 1988, A263, p.106.

17. Pröbst P. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1989, A280, p.251.
18. Twerenbold D. - Europhys. Lett., 1986, 1, p.209.
19. Wood G. et al. - Can. J. Phys., 1973, 51, p.2032.
20. Wood G. et al. - Appl. Phys. Lett., 1969, 15, p.237.
21. Kurakado M. et al. - Phys. Rev., 1980, B22, p.168.
22. Kurakado M. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1981, 185, p.141.
23. Kurakado M. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1981, 185, p.149.
24. Kurakado M. - J. Appl. Phys., 1984, 55, p.3185.
25. Barone A. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1985, A234, p.61.
26. Barone A. et al. - Nucl. Instr. and Meth., 1985, A235, p.254.
27. Kraus H. et al. - Europhys. Lett., 1986, 1, p.161.
28. Mankiewich P. et al. - Appl. Phys. Lett., 1987, 51, p.1753.
29. Alessandrello A. et al. - Phys. Lett., 1988, B202, p.611.
30. Астапов А.А. и др. - Препринт ОИЯИ Р7-90-241, Дубна, 1990.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 января 1992 года.