

05.4; 12

ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИМЕНЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ БОЛОМЕТРОВ

Э.Е. Аксаев, Е.М. Гершензон,
М.Е. Гершензон, Г.Н. Гольцман,
А.Д. Семенов, А.В. Сергеев

1. В инфракрасном диапазоне волн находят применение сверхпроводниковые приемные устройства неджозефсоновского типа, в которых под действием излучения возникают избыточные квазичастицы, приводящие к подавлению сверхпроводимости и дополнительному сопротивлению резистивного состояния сверхпроводника. Успехи в синтезе нового класса сверхпроводников с высокими T_C поставили вопрос о предельных параметрах этих детекторов в области азотных температур.

Простейшим примером обсуждаемых детекторов является сверхпроводниковый болометр. Возможность повышения рабочей температуры болометров до азотной побудила многих исследователей использовать пленки высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) для создания традиционных болометров. При этом, однако, следует ожидать значительного ухудшения основных параметров таких устройств. Действительно, болометры характеризуются двумя взаимосвязанными параметрами — постоянной времени τ и предельно обнаружимой мощностью P_N , которая при оптимальной конструкции ограничивается флуктуациями температуры рабочего элемента. Так как улучшение одного из параметров за счет изменения скорости теплоотвода G неизбежно приводит к ухудшению другого, то для сопоставления инерционных и быстродействующих болометров обычно используется не зависящая от G величина $I \sim (P_N \tau^{1/2})^{-1} \sim (TC^{1/2})^{-1}$, где C — теплоемкость рабочего элемента (пленки). Для традиционных пленочных болометров максимальное быстродействие определяется практически независимым от температуры временем ухода фононов из пленки τ_{es} (см., например, [1]). При сопоставимых значениях τ чувствительность азотных болометров должна быть приблизительно на четыре порядка ниже, чем гелиевых.

Иная ситуация возникает при реализации электронного режима детектирования (ЭРД), при котором под действием излучения изменяются только электронные состояния, а фононы играют роль термостата. В этих устройствах достигается предельно высокое быстродействие, определяемое скоростью электрон-фононной релаксации, а не внешними условиями теплоотвода. Время электрон-фононной релаксации, а не внешними условиями теплоотвода. Время электрон-фононного взаимодействия τ_{e-ph} резко уменьшается с ростом температуры и, как будет показано ниже, при азотных температурах лежит в фемтосекундном диапазоне. Параметр 1 для детекторов на ЭРД должен ухудшаться с повышением рабочей темпе-

ратуры, но не столь значительно, как для традиционных болометров, поскольку в этом случае в выражении для τ фигурирует лишь электронная составляющая теплоемкости C_e , которая при азотных температурах примерно на два порядка меньше фонной C_{ph} . Однако применение ВТСП для создания электронных болометров требует пересмотра самого способа реализации ЭРД, т.к. при повышении рабочей температуры до азотной существенно образом видоизменяется иерархия времен релаксации электронной и фонной подсистем.

2. К настоящему времени исследования ЭРД проведены на традиционных сверхпроводниках Nb [2-4], Al [3], NbN [5, 6], а также $Va_{1-x}Pb_xBiO_3$ [7]; начато изучение этого режима в $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ [8-10]. ЭРД осуществлен в двух типах детекторов: узких ультратонких однородных сверхпроводящих пленках, переведенных в резистивное состояние транспортным током и магнитным полем [2-4], и гранулированных тонких пленках, резистивное состояние которых обусловлено слабыми межгранульными связями [5-7]. В первом случае сверхпроводимость оказывается существенно подавленной во всем объеме пленки, и энергетическая релаксация электронов практически не отличается от релаксации в нормальном состоянии. Во втором – рабочая температура заметно ниже критической в гранулах; тогда τ определяется временем рекомбинации квазичастиц τ_R , которое заметно больше времени энергетической релаксации в нормальном состоянии при той же температуре τ_{e-ph} . В однородных пленках важнейшее качество обычного болометра – неселективность к частоте электромагнитного излучения ν – достигается преобладающей ролью электрон-электронного взаимодействия в энергетической релаксации для пленок с малой длиной свободного пробега электронов [11], а шумы оптимизированного детектора представляет собой „электронный” болометр. В гранулированных пленках при $T \ll T_c$ вольт-ваттная чувствительность уменьшается с ростом ν . Для электронных болометров из традиционных сверхпроводников получено рекордное для быстродействующих болометров значение 1, т.е. сочетание P_N и τ [3]. В гранулированных пленках кроме шума, связанного с флуктуациями числа избыточных квазичастиц, имеется значительный шум, связанный с протеканием тока через потенциальный барьер [7].

Таким образом, параметры электронного болометра оказываются предпочтительнее параметров детектора на гранулированной пленке не только с точки зрения быстродействия и широкополосности, но и предельно обнаружимой мощности. Отметим, что режим электронного болометра может реализоваться и в гранулированных пленках, если сверхпроводимость подавлена во всем объеме пленки и дополнительное сопротивление под действием излучения возникает непосредственно в гранулах. К реализации именно такого режима мы стремились, используя поликристаллические и гранулированные пленки $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$.

3. В работе использовались пленки состава $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, полученные лазерным испарением и магнетронным распылением на

Параметры образцов. R_{\square} - сопротивление квадрата пленки при $T = 100$ К, $T_c^{0,9}$ $T_c^{0,1}$ - критическая температура, определенная по сопротивлению $0,9 R_{\square}$ и $0,1 R_{\square}$ соответственно.

N	L , мм	W , мкм	d , мкм	$T_c^{0,9}$, К	$T_c^{0,1}$, К	R_{\square} , Ом	Подложка
1	0.03	10	0.10	93.5	91.5	35	$SrTiO_3$
2	4.0	1000	0.15	72	54	40	Al_2O_3
3	1.9	100	0.20	75	74	37	MgO $BaSrTiO_3$

подложках из $SrTiO_3$, MgO с буферным слоем $BaSrTiO_3$ и Al_2O_3 с ZrO_2 . После фотолитографии образцы представляли собой полоски с различной длиной L , толщиной $d = 0.1-1$ мкм и шириной $W = 10-1000$ мкм с контактными площадками из серебра. Параметры образцов приведены в таблице.

В эксперименте регистрировался отклик на излучение миллиметрового (длина волны $\lambda = 2.2$ мм) и ИК диапазона ($\lambda = 0.8$ мкм) в виде изменения напряжения на образце, включенном в цепь генератора постоянного тока. Резистивное состояние создавалось вблизи T_c током J , существенно большим критического, а при низких T - током и магнитным полем с индукцией B до 5 Тл, что является, по-видимому, достаточным условием подавления эффекта Джоузефсона в межгранульных слабых связях.

На рис. 1 показаны вольт-амперные характеристики и зависимости $\Delta U(J)$ для образца $N2$ при $T = 4.2$ К в поле $B = 3.5$ Тл и при $B = 0$. Обращает на себя внимание наличие резистивного состояния и отклика на излучение в широком интервале токов. Зависимости $\Delta U(J)$ при двух использованных длинах волн подобны, а максимальное значение ΔU падает с ростом температуры.

На рис. 2 приведены результаты измерения ΔU в зависимости от частоты f амплитудной модуляции излучения с $\lambda = 2.2$ мм при разных температурах. Там же даны результаты для образца Nb при $T = 1.6$ К и $T = 4.2$ К. Видно, что как для Nb , так и для $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ изменение τ с f описывается одной постоянной времени, однако значения τ сильно различаются для этих двух материалов и составляют при $T = 1.6$ К 5 нс для Nb и 80 пс для $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. При $T = 4.2$ К для ВТСП τ составляет уже 20 пс, а при дальнейшем повышении T выходит из доступного нам для измерений интервала значений.

4. Экспериментальные результаты, полученные для пленок Nb и $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, похожи, хотя значения τ и вольт-ваттной чувствительности S отличаются на несколько порядков величины. Сопоставим кинетику неравновесных процессов в этих случаях.

В ультратонких ниобиевых пленках условие фононного термоста- та выполняется за счет малой толщины пленки. Так, для образца Nb время ухода фонона из пленки $\tau_{es} = 4d/\alpha u \sim 10^{-11}$ с ($u = 10^5$ см/с - скорость звука в Nb , $\alpha = 0.1$ - коэффициент прохождения фононов через границу) много меньше времени фонон-электрон-

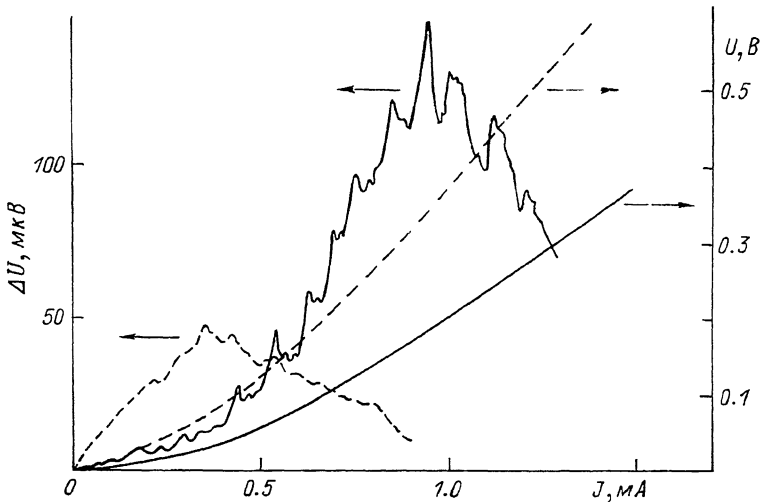


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики и зависимости ΔU от тока J для образца № 2 без магнитного поля (сплошная линия) и в поле $B = 3.5$ Т (пунктирная линия).

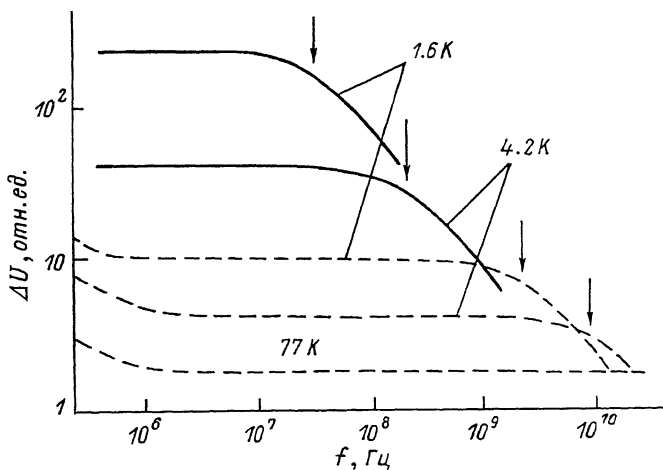


Рис. 2. Зависимости $\Delta U(f)$ для образца № 2 (пунктирные линии) и образца Nb [11] (сплошные линии) при разных температурах. Стрелками показаны значения частоты $f = (2\pi r)^{-1}$. Для наглядности кривые сдвинуты по вертикальной оси.

ного рассеяния $\tau_{ph-e} \sim 10^{-10}$ при $T = 4K$, поэтому фононы в пленке можно считать равновесными. Что касается довольно толстых пленок $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, то для них $\tau_{es} > 10^{-9}$ с, существенно больше измеренных значений τ . Отметим, что в [8] для гелиевых температур аналогичные результаты были получены на еще более толстых пленках $d = 1$ мкм. Таким образом, в наших экспериментах достигается τ по крайней мере на порядок меньше минимального болометрического времени τ_{es} , что свидетельствует о наблюдении ЭРД. Действительно, как показывает анализ уравнений энергетического баланса [11], фононы могут играть роль термостата для быстропротекающих кинетических процессов за счет своей большой теплоемкости. Монотонное возрастание ΔU при уменьшении f в области $f < 10^6$ Гц связано с обычным болометрическим эффектом.

Используемое магнитное поле $H = 5$ Т при азотных температурах близко к критическому, а при гелиевых — много меньше H_{C2} . Поэтому в первом случае возникает ситуация, аналогичная ЭРД в электронном болометре, а во втором — пространственное распределение параметра порядка оказывается сильно неоднородным, за счет чего энергетическая релаксация, по-видимому, несколько замедляется, как и для ЭРД в гранулированных пленках.

Таким образом, применение ВТСП для создания электронных болометров позволяет получить при азотных температурах рекордно малую постоянную времени (соответствующую единицам пикосекунд или даже фемтосекундному диапазону), можно ожидать относительно высокой чувствительности (P_N в этом случае зависит лишь от C_e) и неселективности до ближнего ИК диапазона волн.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Сб. физика фононов больших энергий. Новости физики твердого тела. М.: Мир, 1976. 5 с.
- [2] Гершензон Е.М., Гершензон М.Е., Гольцман Г.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 5. С. 281-285.
- [3] Гершензон Е.М., Гершензон М.Е., Гольцман Г.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 3. С. 88-91; // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 2. С. 111-120.
- [4] Maneval J.P., Desailly J., Panetier B. Phonon Scater. Proc. 4th Int. Conf. Stuttgart, 1984, p. 43-45.
- [5] Weiser K., Strom U., Wolf S.A., Gubser D.U. // J. Appl. Phys. 1981. Т. 52. N 7. P. 4888-4889.
- [6] Leung M., Strom U., Culbertson J.C. et. al. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 23. P. 1691-1693.
- [7] Enomoto Y., Murakami T. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 11. P. 3807-3814.

- [8] Гершензон Е.М., Гершензон М.Е.,
Гольцман Г.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987.
Т. 46. № 6. С. 226-228.
- [9] Leung M., Broussard P.R.,
Claassen J.H. // App. Phys. Lett. 1988.
V. 51. N 24. P. 2046-2047.
- [10] Конопка J., Sobolewski R.,
Конопка А., Lewandowski S.J.//
Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53. N 9. P. 796-798.
- [11] Гершензон Е.М., Гершензон М.Е.,
Гольцман Г.Н. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 2.
С. 758-773.
- [12] Perrin N., Vanneste S. // Phys.
Rev. B. 1983. V. 28. P. 5150-5159.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
25 июля 1988 г.
В окончательной редакции
20 апреля 1989 г.