

Российская Академия наук

УЧРЕЖДЕНИЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК ИНСТИТУТ ФИЗИКИ  
МИКРОСТРУКТУР РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

УДК 538.9

№ госрегистрации 01201170364

Инв.№ 2

«УТВЕРЖДАЮ»

Директор Института физики  
микроструктур РАН

\_\_\_\_\_/З.Ф. Красильник/  
"15" ноября 2011 г.

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

В рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры  
инновационной России» на 2009-2013 годы

Шифр заявки «2011-1.5-508-004-001»  
Государственный контракт от 23 апреля 2011 г. № 14.740.11.0889  
по теме:

ГЕНЕРАТОРЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МАССИВАХ  
ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ  
(промежуточный, этап № 2)

Наименование этапа: «Модификация технологии, построение стенда измерений»

Руководитель НИР, д.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_

А.Д. Семенов

подпись, дата

Нижний Новгород 2011

## СПИСОК ОСНОВНЫХ ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель темы, д.ф.-м.н., с.н.с	_____	А.Д. Семенов (раздел 2)
	подпись, дата	
Исполнители темы:		
в.н.с., д.ф.-м.н.	_____	А.М. Клушин (введение, раздел 1 и раздел 2)
м.н.с., нормконтролер	_____	Е.Е. Пестов (введение, раздел 1)
зав. Отд., д.ф.-м.н.	_____	В.В. Курин (раздел 1 и раздел 2)
н.с., к.ф.-м.н.	_____	А.В. Чигинев (раздел 1)
н.с., к.ф.-м.н.	_____	М.Ю. Левичев (раздел 1 и раздел 2)
с.н.с., к.ф.-м.н.	_____	А.Ю. Аладышкин (раздел 1)
Студент 3 курса ННГУ	_____	А.В. Ромашкин (раздел 1)
Студент 5 курса ННГУ	_____	А.В. Путилов (раздел 2)
Аспирант 2 года ИФМ РАН	_____	С.В. Миронов (раздел 2)
н.с., к.ф.-м.н.	_____	М.А. Силаев (раздел 2)
н.с., к.ф.-м.н.	_____	Д.В. Мастеров (раздел 1)

с.н.с., д.ф.-м.н.,

---

А.Л. Панкратов

(раздел 1)

зам. дир., д.ф.-м.н.

---

А.С. Мельников

(раздел 1)

## Реферат

Отчет 84 с., 2 ч., 4 прил., 16 рис., 12 источников.

### ГЕНЕРАТОРЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МАССИВАХ ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ

**Ключевые слова:** джозефсоновский контакт, генерация, терагерцы, болометр на горячих электронах

В отчете представлены результаты исследований, выполненных по 2 этапу Государственного контракта № 14.740.11.0889 "Генераторы терагерцового излучения на массивах джозефсоновских контактов" от 23 марта 2011 в рамках федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

Цель работы — Цель настоящей работы состоит в использовании опыта и навыков А.Д.Семенова, известного специалиста в исследовании излучения терагерцового диапазона волн и, в частности, сверхпроводниковых болометров на холодных и горячих электронах, для развития данного научного направления в ИФМ РАН. Для этого предполагается проведение исследований терагерцового излучения массивов джозефсоновских контактов и создание макета приемника на основе болометра на горячих электронах под руководством А. Д. Семенова и при его непосредственном участии.

На втором этапе проекта нами были проведены исследование и модификация технологии изготовления многоконтактных джозефсоновских структур на основе как высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), так и низкотемпературных сверхпроводников (ниобия). Была проведена разработка топологии осциллятора на джозефсоновских контактах, исследована зависимость взаимной синхронизации от топологии и выбран оптимальный дизайн схемы. На основе этих исследований и проведенных расчетов был разработан и изготовлен комплект фотошаблонов. Был испытан первый вариант схем на основе ниобия и модернизирована технология изготовления схем из ВТСП. На этом этапе завершена разработка первой версии стенда для измерений излучения из джозефсоновских контактов на частотах до 0.5 ТГц. Разработана приемная антенна для квазиоптического детектора на основе диода Шоттки, а также было проведено исследование гетеродинного приемника на базе стробоскопического преобразователя мм диапазона волн на частотах до 0.5 ТГц.

По результатам исследований подготовлен научно-технический отчет по II этапу, а также были опубликованы 3 статьи в высокорейтинговых журналах и сделано 2 семинара руководителем проекта А. Д. Семеновым по теме работы.

## Содержание

Введение.....	8
<b>1. Исследование и модификация технологии изготовления многоконтактных джозефсоновских структур.</b>	<b>9</b>
1.1 Введение.	9
1.2 Разработка топологии осциллятора на джозефсоновских контактах.	9
1.3 Разработка комплектов фотошаблонов на основе проведенных расчетов.	12
1.4 Изготовление массивов джозефсоновских контактов.	12
1.4.1. Оптимизация технологии напыления пленок ВТСП	12
1.4.2. Усовершенствование технологии формирования рисунка схемы	14
<b>2. Разработка стенда для измерений излучения из джозефсоновских контактов на частотах до 0.5 ТГц.</b>	<b>19</b>
2.1 Разработка приемной антенны для создания квазиоптического детектора на основе диода Шоттки.	19
2.2 Исследование гетеродинного приемника на базе стробоскопического преобразователя мм диапазона волн на частотах до 0.5 ТГц	23
Заключение.....	29
Список использованных источников.....	30
Приложение А. Список семинаров, проведенных приглашенным исследователем.	32
Приложение Б. Список публикаций результатов деятельности в высокорейтинговых журналах и тезисах конференций.	33
Приложение В. Копия паспорта А.Д. Семенова.	42
Приложение Г. Материалы семинаров А.Д. Семенова.	45

## **Обозначения и сокращения**

1. нм – нанометр
2. мкм - микрометр
3. СП – сверхпроводящий
4. ТГц - терагерц
5. СВЧ – сверхвысокие частоты
6. ВАХ – вольт-амперная характеристика
7. ВТСП – высокотемпературный сверхпроводник

В тексте отчета все физические величины приведены в системе единиц СИ.

## **Введение**

В отчете представлены результаты исследований, выполненных по 2 этапу Государственного контракта № 14.740.11.0889 "Генераторы терагерцового излучения на массивах джозефсоновских контактов" от 23 марта 2011 в рамках федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы.

Цель работы — Цель настоящей работы состоит в использовании опыта и навыков А.Д.Семенова, известного специалиста в исследовании излучения терагерцового диапазона волн и, в частности, сверхпроводниковых болометров на холодных и горячих электронах, для развития данного научного направления в ИФМ РАН. Для этого предполагается проведение исследований терагерцового излучения массивов джозефсоновских контактов и создание макета приемника на основе болометра на горячих электронах под руководством А. Д. Семенова и при его непосредственном участии.

На втором этапе проекта нами были проведены исследование и модификация технологии изготовления многоконтактных джозефсоновских структур на основе как высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), так и низкотемпературных сверхпроводников (ниобия). Была проведена разработка топологии осциллятора на джозефсоновских контактах, исследована зависимость взаимной синхронизации от топологии и выбран оптимальный дизайн схемы. На основе этих исследований и проведенных расчетов был разработан и изготовлен комплектов фотошаблонов. Был испытан первый вариант схем на основе ниобия и модернизирована технология изготовления схем из ВТСП. На этом этапе завершена разработка первой версии стенда для измерений излучения из джозефсоновских контактов на частотах до 0.5 ТГц. Разработана приемная антенна для квазиоптического детектора на основе диода Шоттки, а также было проведено исследование гетеродинного приемника на базе стробоскопического преобразователя мм диапазона волн на частотах до 0.5 ТГц.

# 1. Исследование и модификация технологии изготовления многоконтактных джозефсоновских структур на основе как высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), так и низкотемпературных сверхпроводников (ниобия).

## 1.1. Введение.

В настоящем отчете будут кратко рассмотрены результаты по исследованию многоконтактных джозефсоновских структур на основе высокотемпературных и низкотемпературных сверхпроводников. В качестве джозефсоновских контактов из ВТСП в работе использовались бикристаллические контакты, изготовленные на подложках из окиси циркония, стабилизированной иттрием. Ниобиевые джозефсоновские контакты и массивы из них изготавливались в Физико-Техническом Институте, Брауншвайг, Германия в рамках договора о сотрудничестве.

## 1.2 Разработка топологии осциллятора на джозефсоновских контактах

Работы по исследованию джозефсоновского излучения в нашей группе начались с регистрации излучения из массивов бикристаллических контактов, изготовленных на подложках из окиси циркония, стабилизированной иттрием [1].

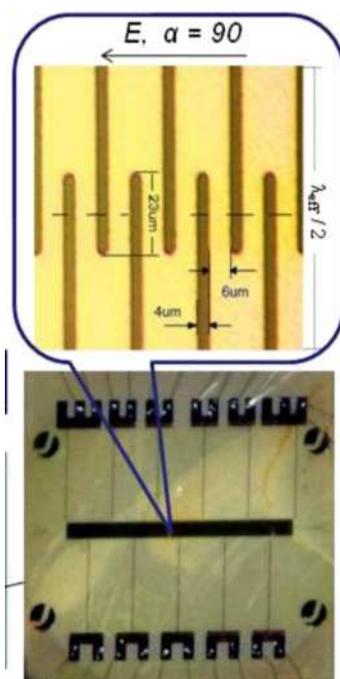


Рисунок 1 - Топология схемы из ВТСП.

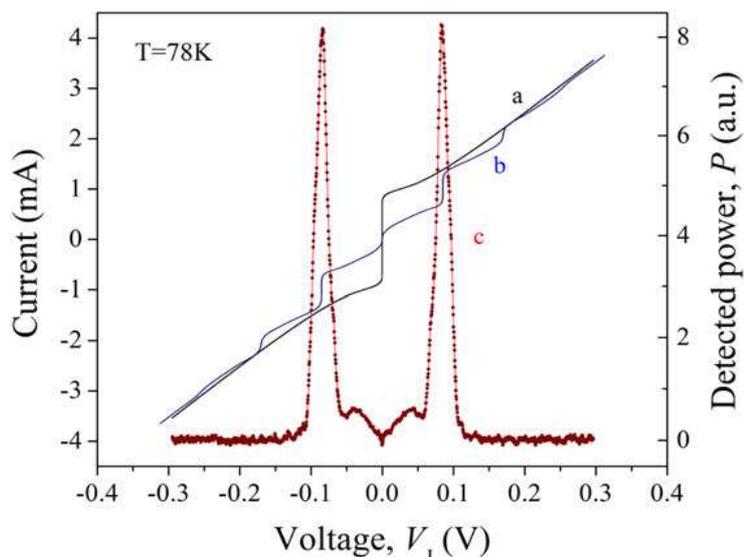


Рисунок 2 - ВАХ цепочки контактов из ВТСП в автономном режиме (кривая а) и при облучении внешним сигналом на частоте  $f_l = 77.08$  ГГц (кривая b); кривая с показывает детектированную мощность излучения на частоте 78.28 ГГц.

В экспериментах использовалась схемы, изображенная на рис.1. Отметим две особенности топологии этой схемы. Во-первых, в этой схеме использовалась цепочка контактов, имеющая форму меандра с параметрами, указанными на рис.1. Во-вторых, перпендикулярно цепочке контактов были присоединены тонкопленочные отводы для запитывания частей схемы по постоянному току и измерения приложенного напряжения. Из этой схемы было зарегистрировано излучение, показанное на рис. 2. Однако мощность излучения была очень маленькой и составляла доли нановатта. Более того, мощность возрастала пропорционально числу контактов  $N$  (рис.3), а не  $N^2$ , что свидетельствует об отсутствии синхронизации процесса генерации из отдельных контактов массива.

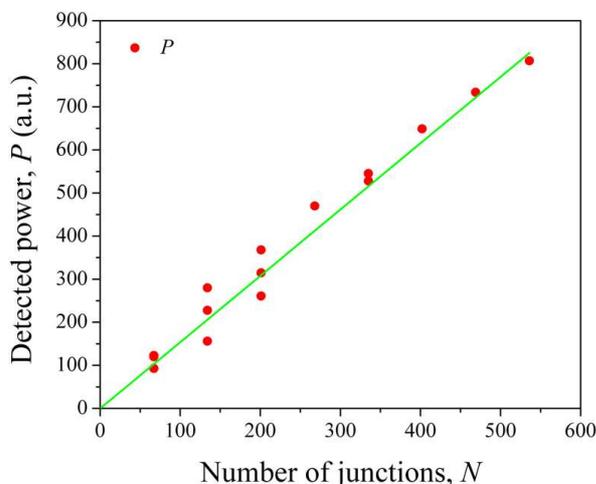


Рисунок 3 - Измеренная мощность  $P$  (•) в зависимости от числа излучающих контактов  $N$ . Линия – аппроксимация результатов эксперимента по методу наименьших квадратов.

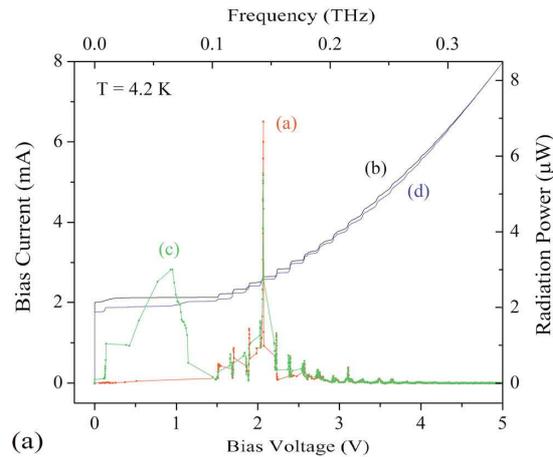


Рисунок 4 - ВАХ цепочки ниобиевых контактов с ступеньками тока, возникающими в результате взаимодействия с собственным излучением.

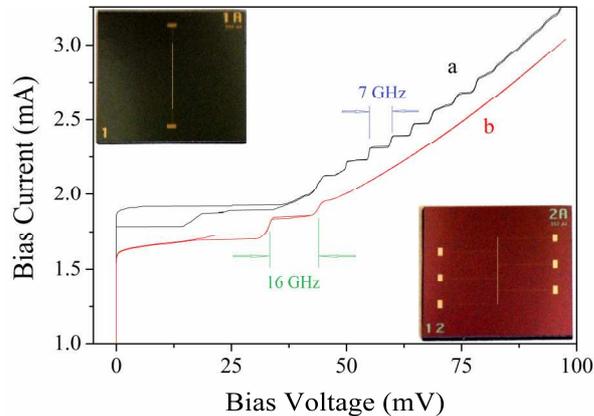


Рисунок 5 - ВАХ цепочек контактов разной топологией: кривая (а) измерена на схеме изображенной в верхнем левом углу, кривая (б) измерена на схеме изображенной в нижнем правом углу.

Для выяснения влияния топологии схемы на результат взаимодействия контактов с собственным излучением мы разработали несколько вариантов топологии и изготовили их из низкотемпературного сверхпроводника, ниобия. Эта технология, разработанная в РТВ, Braunschweig [2] позволяла изготавливать одновременно большое число различных вариантов микросхем высокого качества. В результате было показано, что на ВАХ контактов возникают ступени тока, связанные с взаимодействием джозефсоновского излучения с СВЧ током, протекающим в контактах благодаря нестационарному эффекту Джозефсона [3] (рис. 4). Таким образом, оказалось, что цепочка контактов в состоянии детектировать собственное излучение. Положение ступеней на оси напряжений прямо свидетельствует о частоте собственного излучения, а амплитуда ступеней по току – о мощности этого излучения.

На рис. 5 показаны две ВАХ цепочек контактов. Одна из них, приведенная в правом нижнем углу точно воспроизводит топологию схемы, изображенную на рис.1. Соответствующая ей кривая (б) на рис. 5 демонстрирует небольшое число ступеней по сравнению с кривой (а), измеренной на схеме и приведенной в левом верхнем углу рис.5.

Таким образом, была установлена сильная зависимость топологии схемы на частоту и мощность излучения. Этот результат был использован при разработке нового комплекта фотошаблонов для создания массивов контактов из ВТСП.

### 1.3 Разработка комплектов фотошаблонов на основе проведенных расчетов

На основе проведенных расчетов и экспериментов был разработан и изготовлен новый комплект фотошаблонов, который будет использоваться на следующем этапе проекта.

### 1.4 Изготовление массивов джозефсоновских контактов из ВТСП

#### 1.4.1 Оптимизация технологии напыления пленок ВТСП.

Напыление пленок YBCO на подложки из флианита проводилось методом магнетронного напыления. Использовались две группы подложек, поступившие из двух различных источников.

Пленки YBCO полученные на подложках первой группы имеют достаточно гладкую, зеркальную поверхность и их электрофизические параметры достаточно стабильны. В Табл.1 приведены характеристики пленок, выращенных на подложках первой группы при одинаковых параметрах процесса роста. Толщина пленок определялась временем напыления.

В Табл.2. приведены параметры пленок полученные на подложках второй группы.

Таблица 1 -  $a$  – параметр решетки подложки;  $\Delta^\circ$  - угол среза подложки;  $t_{\text{эфф}}$  – толщина пленки;  $T_c$ , - критическая температура;  $J_c$  – плотность критического тока при 77К;  $R_{\text{комн.}}$  (100 нм) Ом – сопротивление пленки при  $T_{\text{комн}}$  приведенное толщине 100нм;  $\gamma = R_{\text{комн}}/R_{100\text{К}}$ ;  $\Delta\omega^\circ$  - полуширина кривой качания оси «С» пленки;  $c$  – длина оси «С» пленки.

№ п/п	$a = \text{Å}$	$\Delta^\circ$	$t_{\text{эфф}}$ , нм	$T_c$ , К	$J_c$ , МА/см <sup>2</sup>	$R_{\text{комн.}}$ (100 нм) Ом	$\gamma$	$\Delta\omega^\circ$	$c$ , нм
MP 2.79		0,4	90	88,7	3,5	7,9	3,14	0,41	1,169 <sub>1</sub>
MP 2.80		0,4	100	89,0		9,1	3,14	0,49	1,170 <sub>4</sub>
MP 2.82		0,3	50	89,5		42	3.05	0,42	1,167 <sub>5</sub>
MP 2.93	5,153	0.17	330	88,2		5.38	3.3	0,94	1,168 <sub>1</sub>
MP 2.109	5,153	0,1	180	89	1.1	11,16	3,21	0,42	1,169

Пленки MP2.92, MP2.102, MP2.110 и MP2.112 выращены в режиме подобранном для подложек первой группы, пленки имеют матовую поверхность. Пленки с матовой поверхностью обычно получаются при завышенной температуре роста. При снижении температуры роста, как правило, поверхность пленок становится зеркальной, хотя характеристики пленок при этом могут ухудшаться.

Для пленок MP2.102, MP2.103 и MP2.104 температура была снижена на 10°, 30° и 50° соответственно, характеристики пленок, как и ожидалось, ухудшались, однако поверхность пленок оставалась матовой. Как видно из Табл.2 пленка MP2.110 имеет нулевую плотность критического тока, а критическая температура пленки MP2.112 имеет ниже азотной. Сравнение характеристик пленок первой и второй группы и последовательность напылений показывают, что разброс характеристик пленок, выращенных на подложках второй группы, по-видимому, нельзя связать с нестабильностью технологических параметров в процессе роста.

Замеченные отличия подложек первой группы от подложек второй группы следующие:

- подложки первой и второй групп полировались в разных организациях;
- параметр решетки у подложек первой группы  $a = 5.153\text{Å}$ , а у подложек второй группы  $a = 5.143\text{Å}$ .

Таблица 2 -  $a$  – параметр решетки подложки;  $\Delta^\circ$  - угол среза подложки;  $t_{\text{эфф}}$  – толщина пленки;  $T_c$  - критическая температура;  $J_c$  – плотность критического тока при 77K;  $R_{\text{комн. (100 нм)}}$  Ом – сопротивление пленки при  $T_{\text{комн}}$  приведенное толщине 100нм;  $\gamma = R_{\text{комн}}/R_{100\text{K}}$ ;  $\Delta\omega^\circ$  - полуширина кривой качания оси «С» пленки;  $c$  – длинна оси «С» пленки.

№ п/п	$a = \text{Å}$	$\Delta^\circ$	$t_{\text{эфф}}$ , нм	$T_c$ , К	$J_c$ , МА/см <sup>2</sup>	$R_{\text{комн. (100 нм)}}$ Ом	$\gamma$	$\Delta\omega^\circ$	$c$ , нм
MP 2.92			180	88,7	1.85	12	2,47	0,50	1,167 <sub>5</sub>
MP 2.102	5,143	0,1	140	88,3	0.24	33,3	2,87	1,04	1,168 <sub>2</sub>
MP 2.103	5,144	0,02	130	88,3	0.0	41,1	1,84	1,04	1,168 <sub>5</sub>
MP 2.104	5,144	0,07	90	$R_{77\text{K}} > 0$	$R_{77\text{K}} > 0$			1,14	1,167 <sub>5</sub>
MP 2.110	5,143	0,25	180	88,4	0	49,14	2,26	1,1	1,163
MP2.112	5,143	0,0°	170	$R_{77\text{K}} > 0$	$R_{77\text{K}} > 0$	33,7	1,29	0,43	1,1681

Фианит, или окись циркония, стабилизированная иттрием, может иметь разное соотношение компонентов. Различие параметров решетки очень мало и само по себе не может служить причиной различия в условиях роста пленок, однако оно свидетельствует о разном составе материала подложек.

Определение режимов роста гладких пленок с  $T_c > 88\text{K}$  и  $J_c > 10^6 \text{ A/cm}^2$  и выяснение причин, вызывающих нестабильность параметров пленок на подложках YSZ с параметром решетки  $a = 5.143\text{\AA}$ , требует дополнительных исследований.

#### **1.4.2 Усовершенствование технологии формирования рисунка схемы**

На данном этапе работы проводилось совершенствование технологии формирования рисунка схемы, который представляет собой цепочки джозефсоновских контактов с размером элемента  $\sim 4\text{ мкм}$ , изготовленных из пленки YBCO, шунтированной металлом (золотом или серебром). Требуемая толщина YBCO 200-300 нм, толщина металла 20-30 нм.

В большинстве работ, посвященных обработке ВТСП, используется метод реактивного ионного травления аргоном с достаточно большой энергией ионов. Данный метод характеризуется малыми скоростями травления и малой селективностью по отношению к материалу маски. В связи с этим для достижения приемлемых глубин травления (сотни нм) приходится использовать либо толстые маски из фоторезиста, либо комбинированные маски, например, фоторезист - металл. Кроме того, свойства YBCO таковы, что в процессе травления подложка не должна разогреваться, поэтому чередуют период травления и период остывания образца, что удлиняет время процесса до нескольких часов.

Другим подходом может служить применение плазмохимического травления с использованием ионов аргона или агрессивной плазмообразующей газовой среды, и в первую очередь, это касается хлоридной плазмы. Несмотря на то, что при воздействии хлора на ВТСП не образуются летучие соединения, под действием ионов и радикалов происходит модификация поверхности YBCO с формированием тонкого слоя соответствующих хлоридов. Этот слой обладает существенно меньшей прочностью и дальнейшее его распыление за счет ионной бомбардировки происходит эффективнее. Например, в работе [4] указывается скорость травления от 50 до 300 нм/мин в зависимости от режима.

К настоящему времени в рамках выполнения проекта проделана следующая работа:

1. Определены предварительные скорости травления на установке плазмохимического травления “PlasmaLab” с индукционно связанной плазмой в режиме ионного травления при следующих параметрах процесса травления: мощность разряда 150 Вт, давление 10 мТорр, DC = 350 В, поток аргона 50 sccm. Значения полученных скоростей травления следующие:

- скорость травления пленки YBCO ~1.5-2нм/мин;
- скорость травления пленки фоторезиста ФП9120-1 ~40нм/мин;
- скорость травления пленки фоторезиста AZ5214 ~40нм/мин.

Из полученных данных следует, что при стандартной толщине фоторезиста 1.4 мкм фоторезистивной маска может быть использована только для формирования структур по пленке YBCO толщиной менее 60 нм.

С увеличением давления рабочего газа уменьшается скорость травления YBCO до величины ~1-1.5 нм, скорость травления фоторезиста не изменяется.

2. Рассмотрена возможность использования при травлении на установке плазмохимического травления “PlasmaLab” в режиме ионного травления (мощность разряда 150 Вт, давление 10 мТорр, DC = 350 В, поток аргона 50 sccm) комбинированной маски: фоторезист – ванадий.

Для получения предотвращения растрескивания ванадия при получении маски фоторезист - ванадий потребовался тщательный подбор режимов напыления ванадия и толщины фоторезиста. К настоящему времени удалось получить комбинированную маску фоторезист AZ5214 (200нм) – ванадий (100 нм) без растрескивания и отслаивания металла.

Определена скорость травления пленки ванадия на установке “PlasmaLab” в указанном выше режиме, которая оказалась равной ~ 0.1 нм/мин. Скорость травления ванадия в 10 раз меньше, чем скорость травления YBCO. Таким образом, предварительно получается, что стойкость полученной ванадиевой маски толщиной 100 нм должна дать возможность травить пленки YBaCuO заданной толщины.

3. Определены предварительные скорости травления в аргоне на установке с многоячейстым источником с холодным катодом при ускоряющем напряжении 1кВ.

Значения полученных скоростей травления следующие:

- скорость травления пленки YBCO ~1.5-2нм/мин;
- скорость травления пленки фоторезиста ФП9120-1 ~30нм/мин;
- скорость травления пленки фоторезиста AZ5214 ~30нм/мин;
- скорость травления пленки ванадия ~1-2 нм/мин.

Из полученных данных следует, что при стандартной толщине фоторезиста 1.4 мкм фоторезистивной маски и ванадиевой маски толщиной 100 нм для получения рисунка по пленке YBaCuO толщиной более 200 нм недостаточно. Фоторезистивная и ванадиевая маски в данном процессе могут быть использованы для формирования структур по пленке YBCO толщиной менее 80 нм. Трехслойная маска фоторезист (1.4 мкм) - ванадий (100 нм) – фоторезист (0.2 мкм) может быть использована для травления YBCO структур толщиной до 160 нм. Для травления YBCO пленок толщиной 200-300 нм необходимо разработать процесс получения более толстой ванадиевой маски.

4. В связи с тем, что джозефсоновский контакт может быть шунтирован золотом или серебром, обеспечивающими хороший омический контакт с пленкой YBCO, была определена скорость травления серебра на установке “PlasmaLab” (мощность разряда 150 Вт, давление 10 мТорр, DC = 350 В, поток аргона 50 sccm). Скорость травления серебра составила ~6-8нм/мин.

5. Проведено пробное травление пленки YBCO на установке плазмохимического травления “PlasmaLab” с использованием хлоридной плазмы при следующих параметрах процесса травления: мощность разряда 150 Вт, давление 10 мТорр, DC = 350 В, поток BCl 50 sccm. В качестве источника хлора использовалось соединение BCl.

Значения полученных скоростей травления следующие:

- скорость травления фоторезиста ~20нм/мин;
- скорость травления пленки ванадия менее 1нм/мин;
- скорость травления пленки серебра ~10нм/мин.
- измеряемая толщина пленки при травлении YBCO изменилась незначительно,

причем прозрачность пленки увеличилась.

Такое поведение пленки при травлении в плазме BCl, по-видимому, связано с тем, что в процессе травления пленки на ее поверхность осаждается бор, который окисляется кислородом из пленки YBCO и пассивирует ее поверхность.

Таким образом, процесс травления на установке “PlasmaLab” с использованием хлоридной плазмы с использованием соединения BCl не может быть использован для травления структур YBCO.

6. Определены предварительные скорости травления в аргоне на установке ионно-пучкового травления [5]. Установка включает в себя вакуумную камеру, столик с тремя степенями свободы, источник ускоренных ионов и монитор тока ионного пучка. В качестве источника ускоренных ионов использовался технологический источник ионов

КЛАН-103М (фирма “Платар”, Москва) с накальным катодом. Основные технические характеристики ионного источника:

- рабочий газ – аргон ( $Ar^+$ );
- максимально возможный диаметр ионного пучка – 100 мм;
- максимальный ионный ток – 100 мА;
- диапазон регулирования энергии ионов в пучке – 100-1500 эВ;
- разброс энергии ионов в пучке -  $\pm 3$  эВ;
- выходная плотность ионного тока – до  $2.3 \text{ мА/см}^2$ .

Для нейтрализации заряда ионного пучка при работе с диэлектрическими образцами может использоваться дополнительный термокатод – нейтрализатор, установленный на выходе ионного источника. Нейтрализатор позволяет полностью скомпенсировать заряд пучка и проводить травление нейтральными атомами, однако при работе с нейтрализатором максимальный ионный ток составляет 30мА, т.е. в три раза меньше чем без нейтрализатора.

Скорости травления на установке ионно-пучкового при энергии ионов 250 эВ без использования нейтрализатора следующие:

- скорость травления пленки YBCO  $\sim 3.6 \text{ нм/мин}$ ;
- скорость травления пленки фоторезиста AZ5214  $\sim 13 \text{ нм/мин}$ ;
- скорость травления серебра  $\sim 40 \text{ нм/мин}$ .

Из полученных данных следует, что при стандартной толщине фоторезиста 1.4 мкм фоторезистивная маска позволит получать рисунок по пленке YBCO толщиной 300 нм.

При работе без нейтрализатора травление по площади подложки может идти неравномерно, если устройство держателя не обеспечивает сток заряда, что не всегда возможно. Параметры травления структуры: фоторезист, металл (золото или серебро), пленка YBCO с использованием нейтрализатора будут определены на следующем этапе.

7. Для проверки возможностей технологии было проведено травление тестовой структуры, представляющую собой пленку YBCO толщиной 300нм, выращенную на монокристаллической подложке алюмината лантана и шунтированную пленкой серебра толщиной 25нм. Травление проводилось на установке ионно-пучкового травления в аргоне с источником ионов КЛАН-103М при энергии ионов в пучке 250эВ. В качестве защитной маски использовался фоторезист AZ5214 толщиной 1.4мкм. Размер элементов на фотошаблоне 5мкм. Время травления структуры Ag/YBCO (25нм/300нм) составило 108мин, что подтверждает результаты, полученные в п.6.

**Выводы:**

Установка ионно-пучкового травления в аргоне с источником ионов КЛАН-103М позволяет проводить формирование рисунка по пленке YBCO толщиной 300нм, покрытой металлом.

## 2. Разработка стенда для измерений излучения из джозефсоновских контактов на частотах до 0.5 ТГц

### 2.1 Разработка приемной антенны для создания квазиоптического детектора на основе диода Шоттки.

Для улучшения связи с излучением детекторов, размеры которых много меньше длины волны, обычно используются интегрирующие камеры [6]. В случае сверхпроводниковых детекторов из тонких пленок более подходящими технологиями являются планарные антенны [7] или структуры несущие поверхностные волны [8]. В терагерцовой области длин волн поверхностные волны трудно связать с волнами в свободном пространстве и поэтому предпочтительнее оказывается техника планарных антенн. Особенностью таких антенн является очень широкая диаграмма направленности. Практически для всех типов планарных антенн ее ширина превышает  $90^\circ$  на уровне -3 дБ. Для сопряжения такой диаграммы направленности с обычно используемой, например, в радиоастрономии, длиннофокусной оптикой необходима короткофокусная иммерсионная линза. В настоящем обзоре описаны методики расчета таких короткофокусных линз и особенности нескольких типов планарных антенн, которые находят практическое применение в технике терагерцевых волн.

#### *Планарные антенны*

Наиболее часто настоящее время используются логарифмическая спиральная, логарифмическая периодическая и двухщелевая антенны. Логарифмическая спиральная антенна представляет собой комбинацию из двух, закрученных в спираль и повернутых друг относительно друга на  $180^\circ$  плоских переменных ширины. Четыре кривые, ограничивающие полосу, задаются в полярных координатах уравнением

$$R = R_0 \exp(\alpha\varphi + \varphi_0) \quad (2.1)$$

где  $\varphi$  – полярный угол, коэффициент  $\alpha$  определяет быстроту раскрутки спирали, а  $\varphi_0$  – угол поворота одной кривой относительно другой. Параметры и вид структуры приведены на рис. 6.

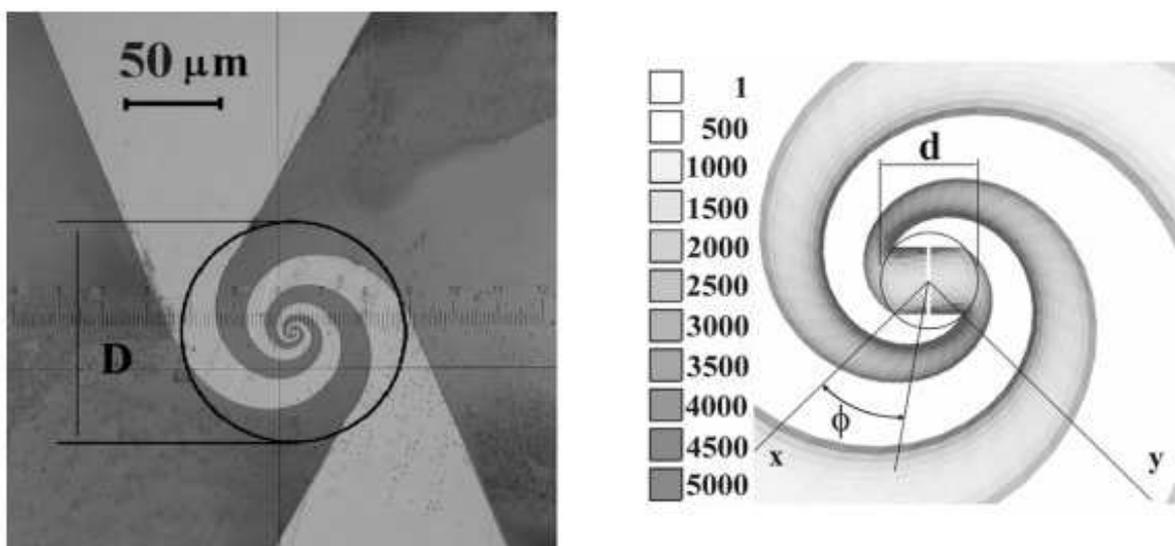


Рисунок 6 - Основные параметры логарифмической спиральной антенны. D и d - диаметры наибольшей и наименьшей окружности, между которыми заключена спиральная структура.

Наибольшее применение нашли самосопряженные антенны, в которых угол поворота между любыми соседними кривыми равен  $90^\circ$ . Это связано с компромиссом между поляризационными характеристиками антенны и ее импедансом. Для не очень больших величин  $\alpha$ , самосопряженная антенна обладает практически круговой поляризацией и импедансом близким к обычно используемому импедансу передающих линий (50 – 75 Ом). Логарифмическую спиральную антенну называют частотно независимой, поскольку ее эффективность теоретически не зависит от длины волны в пределах, определяемых обратными радиусами двух окружностей, которые ограничивают спиральную структуру. Это происходит потому, что при повороте на некоторый угол структура антенны воспроизводит саму себя с изотропным линейным коэффициентом, который логарифмически зависит от угла поворота. Практически, однако, ширина полосы такой антенны не превышает одной октавы. При увеличении отношения радиусов упомянутых окружностей эффективность антенны на границах теоретически ожидаемого спектрального интервала падает.

Логарифмическая периодическая антенна отличается от логарифмической спиральной тем, что структура антенны воспроизводит саму себя при увеличении радиуса, а не угла. Соответственно этому антенна оказывается линейно поляризованной. Невозможность обеспечить воспроизводимость для бесконечно малого увеличения радиуса (дискретность) приводит к тому, что направление поляризации осциллирует с

увеличением длины волны. Типичные параметры и структура такой антенны показаны на рис. 7.

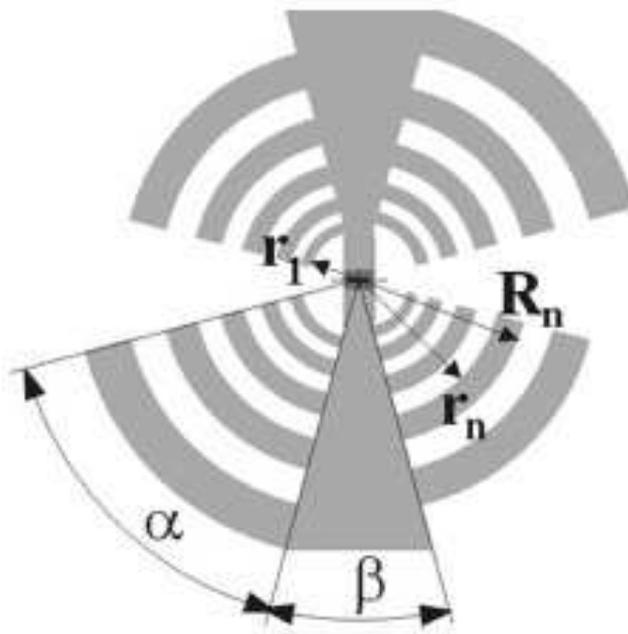


Рисунок 7 -Основные параметры самосогласованной логопериодической планарной антенны.

Внутренние и внешние радиусы зубьев связаны между собой соотношениями

$$R_n = \tau^{n-\frac{1}{2}} r_1; \quad r_n = \tau^n r_1 \quad (2.2)$$

где  $\tau$  коэффициент, определяющий дискретность структуры. Импеданс этой антенны тоже периодически изменяется с длиной волны; глубина осцилляций не превышает, тем не менее, 30%, а среднее значение импеданса для самосогласованной антенны близко к импедансу логарифмической спиральной антенны.

Спектральная полоса двухщелевой антенны (структура, пространственно сопряженная двойной дипольной антенне) гораздо уже, чем полоса любой из рассмотренных выше частотно независимых антенн. Эта антенна линейно поляризована и направление ее поляризации не меняется с изменением длины волны. Мнимая часть импеданса такой антенны обращается в ноль на длине волны, которая называется резонансной или центральной длиной волны. В зависимости от диапазона длин волн спектральная полоса антенны на уровне -3 дБ составляет от 30% до 50% от центральной

длины волны. Характерные параметры структуры двухщелевой антенны показаны на рис. 8.

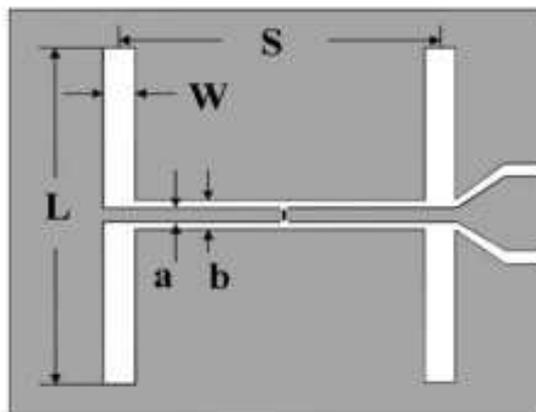


Рисунок 8 -Схематический чертеж двухщелевой планарной антенны. Справа – начало копланарной волновой линии, служащей для съема сигнала в режиме приема или питания антенны в режиме передачи.

Оптимальные соотношения между величинами параметров и центральной длиной волны не зависят от длины волны, что позволяет простым скалированием определить размеры антенны для любой заданной длины волны. Так, например, для антенны на границе вакуума и кремния эти соотношения выглядят следующим образом

$$L = 0.33 \lambda_0; S = 0.17 \lambda_0; W = 0.05 \lambda_0, \quad (2.3)$$

где  $\lambda_0$  - длина волны в вакууме.

### Иммерсионные линзы

Выбор иммерсионной линзы практически не зависит от типа используемой планарной антенны и определяется заданной модой излучения после линзы, требованиями к боковым лепесткам и допустимой стоимостью изготовления. Требования к выходной моде излучения могут быть удовлетворены с помощью утолщенной полусферической линзы, в которой величина утолщения подбирается с тем, чтобы создать определенную моду излучения. Линза с наиболее распространенной величиной утолщения  $R/n$  (здесь  $R$  - радиус линзы и  $n$  показатель преломления материала линзы), которая помещает перетяжку выходной моды в геометрический центр линзы, называется гипергеометрической линзой. Если требования к уровню боковых лепестков диаграммы направленности доминируют,

лучше использовать эллиптическую линзу с источником, который расположен в дальнем эллиптическом фокусе от вершины линзы. В промежуточных случаях выбор линзы требует проведения лучевого анализа. Эта численная техника может быть использована тогда, когда амплитуда и фаза поля антенны на внутренней поверхности линзы известны аналитически или могут быть посчитаны численно. В центре каждого сегмента, на которые разбивается поверхность линзы, поле на внешней поверхности линзы получается после применения граничных условий к полю на внутренней поверхности линзы. Поле в любой удаленной точке получается суммированием полей точечных источников, расположенных на внешней поверхности линзы. Схематика лучевого анализа показана на рис. 9

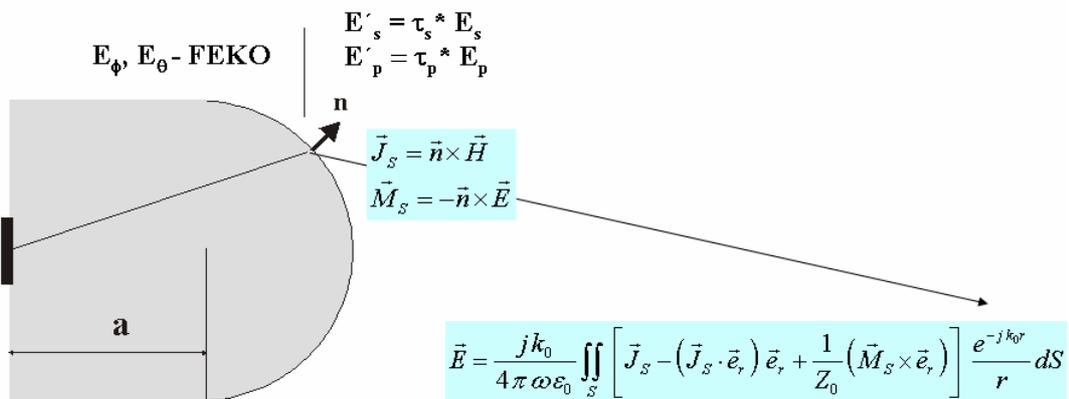


Рисунок 9 - Схема проведения лучевого анализа. а - величина утолщения сферической линзы.

Полезным практическим решением, которое заметно удешевляет стоимость изготовления линзы, является синтезированная эллиптическая линза. Это линза сферической формы, утолщение которой  $R/(n-1)$  выбирают таким образом, чтобы попасть во второй фокус мнимого эллипсоида вращения имеющего в верхушке линзы ту же кривизну, что и исходная сферическая линза.

## 2.2 Исследование гетеродинного приемника на базе стробоскопического преобразователя мм диапазона волн на частотах до 0.5 ТГц

Изучение джозефсоновского излучения вплоть до терагерцового диапазона частот предполагает наличие детектирующей системы, которая бы обладала нановаттной чувствительностью во всём интересующем диапазоне и была бы нечувствительна к тепловому излучению. Для этих целей мы используем как детекторы, работающие при комнатной или гелиевой температурах для регистрации полной мощности излучения, так

и гетеродинный приемник на базе гармоникового смесителя для изучения спектрального состава излучения.

Возможность применения квазиоптического In-GaAs детектора Шоттки с нулевым смещением была описана нами ранее [9]. Схематическое изображение установки приведено на рис. 10, а фотография – на рис. 11. Джозефсоновское излучение направлялось по сверхразмерному волноводу на параболическое зеркало с помощью рупорной антенны, установленной в его фокусе. Затем оно фокусировалось на квазиоптическом детекторе Шоттки с помощью линзы из полиметилпентэна (TPX). Джозефсоновское излучение прерывалось с частотой 35 Гц обтюратором, установленным между зеркалом и линзой. Выходное напряжение детектора на этой частоте, пропорциональное мощности, попавшей во входную апертуру детектора, измерялось синхронным усилителем.

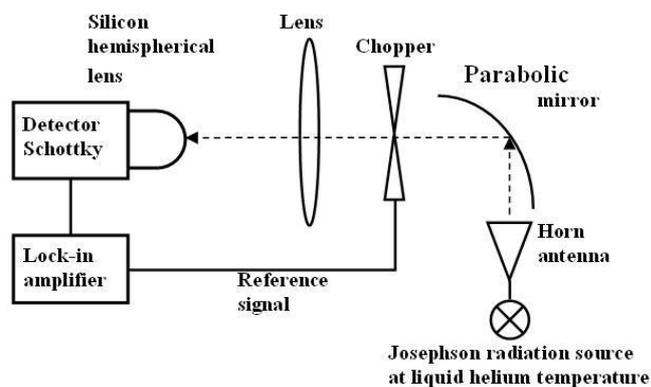


Рисунок 10 - Схематическая диаграмма измерительной установки.

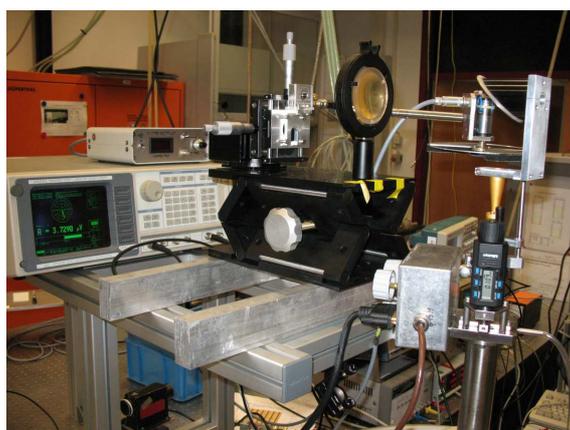


Рисунок 11 - Фотография установки.

При измерениях джозефсоновского излучения был зарегистрирован сигнал в диапазоне от 49 ГГц до 72 ГГц. Максимальная измеренная детектором мощность была 42 нВт на частоте излучения 53 ГГц (рис. 12). Большое соотношение сигнал-шум

позволило определить диаграмму направленности джозефсоновского излучения. Для этого мы измерили сигнал детектора в зависимости от его смещения в двух взаимно перпендикулярных направлениях в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Экспериментальная диаграмма направленности излучения массива контактов на частоте 70 ГГц показана на рис. 13 кружками и квадратами. Линией показана аппроксимация экспериментальных данных с помощью гауссова распределения

$$K(x) = \frac{4\omega_{01}^2\omega_0^2}{(\omega_{01}^2 + \omega_0^2)^2} \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega_{01}^2 + \omega_0^2}\right). \quad (2.4)$$

В качестве подгоночного параметра в формуле (2.4) использовался радиус перетяжки  $\omega_{01}$  в диаграмме направленности джозефсоновского излучения, в то время как радиус перетяжки в диаграмме направленности детектора  $\omega_0 = 3.2$  мм определялся из независимых измерений и расчетов. Наилучшее совпадение с экспериментом было получено для  $\omega_{01} = 17.7$  мм.

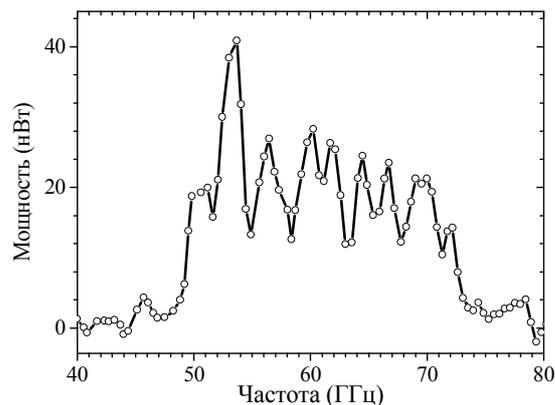


Рисунок 12 - Мощность излучения цепочки ниобиевых джозефсоновских контактов, измеренная квазиоптическим детектором Шоттки в зависимости от частоты. Линии проведены для удобства наблюдения.

Используя эти значения радиусов перетяжек, и полагая их постоянными в исследованном интервале частот, мы получили коэффициент связи детектора с излучением  $K(0) \approx 0.12$ , что позволило оценить полную мощность джозефсоновского излучения после линзы как 180 нановатт на частоте 70 ГГц. Из-за возможных ошибок определения величины перетяжки в диаграмме направленности и вольт-ваттной чувствительности детектора точность приведенной оценки составляет около 50%. Поскольку детектор Шоттки нечувствителен к излучению в близкой инфракрасной

области спектра, нам удалось исследовать джозефсоновское излучение с интенсивностью на порядок величины меньшей интенсивности теплового излучения при комнатной температуре. Подобные измерения были бы существенно затруднены при использовании опто-акустического детектора. Эти результаты показали, что квазиоптический детектор Шоттки обладает достаточной чувствительностью для контроля этого излучения и может быть в перспективе использован в субмиллиметровом диапазоне волн.

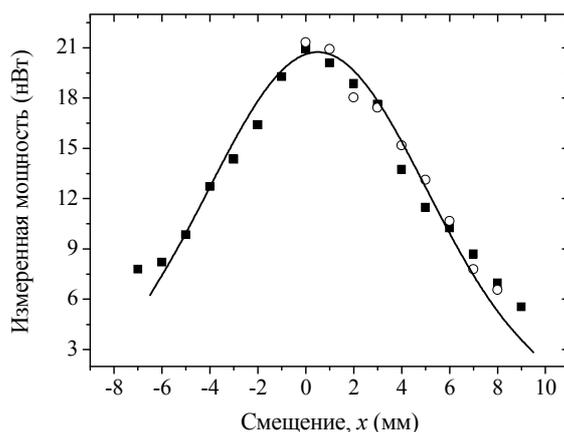


Рисунок 13 - Диаграмма направленности излучения массива ниобиевых джозефсоновских контактов. Интенсивность излучения измерялась детектором Шоттки в зависимости от его смещения в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения в двух взаимно перпендикулярных (квадраты и кружки) направлениях. Линия - аппроксимация экспериментальных данных с помощью гауссова распределения.

Полезным также может оказаться и использование в качестве детектора фотоприемника на основе InSb. Мы использовали высокочувствительный детектор, разработанный и изготовленный под руководством Б.В.Васильева в физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН [10] (рис. 14). Этот детектор, размещенный непосредственно около образца с джозефсоновскими контактами позволит нам исследовать диаграмму направленности излучения диэлектрической антенны-резонатора, роль которой выполняет кремниевая подложка с напыленными на неё джозефсоновскими контактами.



Рисунок 14 - Фоточувствительный детектор в форме спирали.

Для изучения спектрального состава джозефсоновского излучения мы разработали стенд, в котором использовали гетеродинный приемник на основе гармоникового смесителя. В наших экспериментах применяется либо модернизированный гармониковый смеситель модели 7054 [11], либо стробоскопические преобразователь мм-диапазона волн модели 7030 [12]. Смеситель на основе стробоскопического преобразователя показан на рис. 15.

На рис. 16 приведена зависимость выходного сигнала промежуточной частоты от частоты принимаемого сигнала. По вертикальной оси отложено превышение в дБ амплитуды регистрируемого сигнала над собственными шумами приемника.

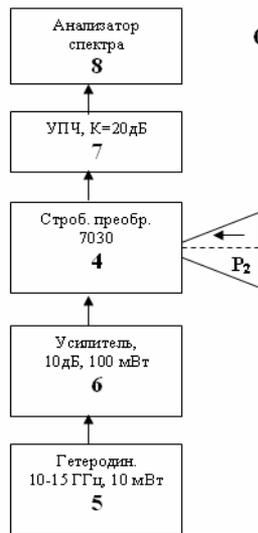


Рисунок 15 - Блок схема гетеродинного приемника на базе стробоскопического преобразователя

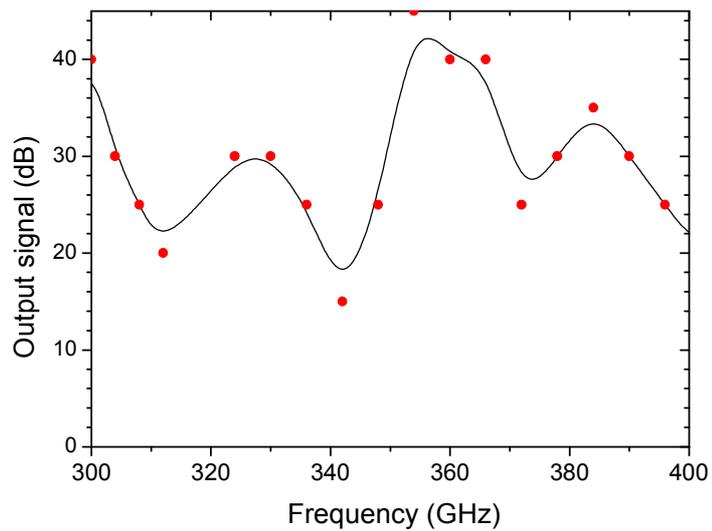


Рисунок 16 - Зависимость выходного сигнала промежуточной частоты от частоты принимаемого сигнала. По вертикальной оси отложено превышение в дБ амплитуды регистрируемого сигнала над собственными шумами приемника.

## **Заключение**

Все задачи второго этапа проекта выполнены полностью. Проведены исследование и модификация технологии изготовления многоконтактных джозефсоновских структур на основе как высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), так и низкотемпературных сверхпроводников (ниобия). Была проведена разработка топологии осциллятора на джозефсоновских контактах, исследована зависимость взаимной синхронизации от топологии и выбран оптимальный дизайн схемы. На основе этих исследований и проведенных расчетов был разработан и изготовлен комплектов фотошаблонов. Был испытан первый вариант схем на основе ниобия и модернизирована технология изготовления схем из ВТСП. На этом этапе завершена разработка первой версии стенда для измерений излучения из джозефсоновских контактов на частотах до 0.5 ТГц. Разработана приемная антенна для квазиоптического детектора на основе диода Шоттки, а также было проведено исследование гетеродинного приемника на базе стробоскопического преобразователя мм диапазона волн на частотах до 0.5 ТГц. По результатам исследований подготовлен научно-технический отчет по 2 этапу проекта.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] **Song, F.** Millimeter wavelength radiation from arrays of discrete high-temperature superconductor Josephson junctions / F. Song, M. Y. Levitchev, V. A. Markelov, V. V. Kurin, L. Fang, A. M. Klushin // *Supercond. Sci. Technol.* – 2010. – V.23 – P. 036024-1 – 036024-6.
- [2] **Mueller, F.** / F. Mueller, R. Behr, T. Weimann, L. Palafox, D. Olaya, P. D. Dresselhaus, and S. P. Benz // *IEEE Trans. Appl. Supercond.* – 2009. – v.19 – P. 981 - 984.
- [3] **Song, F.** Compact tunable sub-terahertz oscillators based on arrays of Josephson junctions / F. Song, F. Müller, T. Scheller, A. Semenov, M. He, L. Fang, H.-W. Hübers, A. M Klushin // *Appl. Phys. Lett.* – 2011. – V.98 – P. 142506-1 065013-3.
- [4] **Im, Y.H.** Density Plasma Etching of Y-Ba-Cu-O Superconductors / Y.H. Im, H.-G.Kang, B.-S.Han, and Y.B.Hahn High / *Electrochem. and Sol.-State Lett.* – 2001. – V. 4 – P.C77-C79.
- [5] Chkhalo N.I. / N.I. Chkhalo, A.E. Pestov, N.N. Salashchenko, M.N. Toropov // *Proc. of SPIE* – 2009. – V. 7521 – p. 752104 - 752107.
- [6] **Glenn, J.** Numerical optimization of integrating cavities for diffraction-limited millimeter-wave bolometer arrays / Jason Glenn, Goutam Chattopadhyay, Samantha F. Edgington, Andrew E. Lange, James J. Bock, Philip D. Mauskopf, and Adrian T. Lee // *Appl. Opt.* – 2002. – V. 41 – P. 136 – 137.
- [7] **Politi, A.** Silica-on-Silicon Waveguide Quantum Circuits / A. Politi // *Science* – 2008. – V. 320 – P. 646 – 650; **Gaggero, A.** Nanowire superconducting single-photon detector on GaAs for integrated quantum photonic applications / A. Gaggero // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V.97 – P. 151108(1) - 151108(3).
- [8] **Semenov, A.D.** Terahertz performance of integrated lens antennas with a hot-electron bolometer / A.D. Semenov, H. Richter, H.-W. Hübers, B. Günther, A. Smirnov, K.S. Il'in, M. Siegel, and J.P. Karamarkovic // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* – 2007. – V. 55 – P. 239.
- [9] **Semenov, A.** Application of Zero-Bias Quasi-Optical Schottky-Diode Detectors for Monitoring Short-Pulse and Weak Terahertz Radiation / A. Semenov, O. Cojocari, H.-W. Hübers, F. Song, A. Klushin, and A.-S. Müller // *IEEE Electron Device Letters.* – 2010. – V.31 – P. 674-676.
- [10] **Васильев, Ю.Б.** Высокочувствительный субмиллиметровый фотоприемник на основе InSb Ю.Б. Васильев, А.А. Усикова, Н.Д.Ильинская, П.В. Петров, Ю.Л. Иванов / *ФТП* – 2008. – Т. 42 – С. 1253-1255.

[11] <http://www.kvarz.com/general/smesytel2.html>

[12] **Щитов, А.** <http://www.kvarz.com/general/preobraz3.html>

## Приложение А.

### Проведенные семинары по теме НИР:

- 1) Семинар ИФМ РАН по физике твердого тела. А.Д. Семёнов, «Сверхпроводниковые детекторы когерентного синхротронного излучения» - 24 октября 2011.
- 2) Семинар ИФМ РАН по физике твердого тела. А.Д. Семёнов, «Принцип действия однофотонных детекторов на узких сверхпроводящих плёнках: взгляд теоретика и экспериментатора» - 17 октября 2011.

Ссылка на сайте: <http://ipmr.as.ru/ru/seminars/ftt>

## Приложение Б.

### Список публикаций по теме проекта:

[1] **Aladyshkin, A.Yu.** Mesoscopic cross-film cryotrons: Vortex trapping and dc-Josephson-like oscillations of the critical current / A.Yu. Aladyshkin, W. Ataklti, W. Gillijns, I.M. Nefedov, I.A. Shereshevsky, A.V. Silhanek, J. VandeVondel, M. Kemmler, R. Kleiner, D. Koelle, and V.V. Moshchalkov // Phys. Rev. B. – 2011. – V. 83 – P. 144509-1 – 144509-7.

[2] **Matrozova, E.A.** Spectral characteristics of noisy Josephson flux flow oscillator / E.A. Matrozova, A.L. Pankratov, M. Yu. Levichev, and V.L. Vaks // J. Appl. Phys. – 2011. – V. 110 – P. 053922-1 – 053922-4.

[3] **Mironov, S.V.** Fluctuations in a mesoscopic superconducting ring: Resonant behavior of conductivity and specific heat in the two-mode critical regime / S.V. Mironov, A. Buzdin // Phys. Rev. B. – 2011. – V. 84 – P. 064527-1 – 064527-6.

## Spectral characteristics of noisy Josephson flux flow oscillator

E. A. Matrozkova,<sup>1,2</sup> A. L. Pankratov,<sup>1,3,a)</sup> M. Yu. Levichev,<sup>3</sup> and V. L. Vaks<sup>1</sup><sup>1</sup>*Institute for Physics of Microstructures of RAS, Nizhny Novgorod, 603950, Russia*<sup>2</sup>*Governmental Unitary RPE "SALUT," Nizhny Novgorod, 603950, Russia*<sup>3</sup>*Laboratory of Cryogenic Nanoelectronics, Nizhny Novgorod State Technical University, Nizhny Novgorod, 603950, Russia*

(Received 2 March 2011; accepted 5 August 2011; published online 15 September 2011)

The current-voltage and spectral characteristics of a flux flow oscillator (FFO) based on a long Josephson junction are studied. The investigations are performed in the range of small bias currents and magnetic fields where the FFO radiates a quasi-chaotic signal with extremely large radiation linewidth, and the displaced linear slope (DLS) is observed at the current-voltage characteristic. Using direct numerical simulation of the sine-Gordon equation, it is shown that for large lengths of the Josephson junction or in the case of partial matching of the FFO with external waveguide system, the DLS with extremely large linewidth is transformed into Fiske steps with very narrow linewidth. As for Fiske steps, the appearance of regime of chaotic oscillations can be explained by multiple reflections of the traveling waves from junction ends rather than simply by excitation of the internal oscillation modes in the "soft" fluxon chain at weak magnetic fields. © 2011 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3633231]

## I. INTRODUCTION

The flux flow oscillator<sup>1</sup> (FFO) based on a long Nb-AlOx-Nb Josephson junction of overlap geometry generating a broadband quasi-chaotic signal is a good candidate to be a noisy source for variety of applications: Nonstationary spectroscopy,<sup>2</sup> calibration of mixers, such as based on SIS (superconductor-insulator-superconductor) Josephson junctions, and calibration of superconductive integrated receiver (SIR).<sup>3,4</sup> The Josephson fluxons are formed in the presence of an external magnetic field, and under the influence of a bias current, they start to move from one end of the junction to another and are radiated at the border of the junction. Depending on the value of a magnetic field and a bias current supplied to the FFO, three various modes of generation can be outlined. At small magnetic fields (below a critical field at which fluxons start to enter the junction) the chaotic generation with a very large width of a spectral line, which can reach several gigahertz at frequency of generation from 50 to 200 GHz is observed.<sup>5</sup> Further, with an increase in a magnetic field and frequency of generation (from 200 to approximately 400 GHz) almost vertical Fiske steps are seen at the current-voltage characteristic (IVC).<sup>6-10</sup> Here due to resonant mode, the spectral linewidth is smaller than 1 MHz but thus, because of the Fiske steps, there is no possibility of smooth frequency tuning that complicates the application of this mode for spectroscopic measurements. With a further increase of the magnetic field and the oscillation frequency in the range from 450 to 700 GHz, the continuously tunable flux flow steps are observed at IVC.<sup>6-10</sup> Here the frequency can continuously be tuned in the whole range leading to the width of a spectral line from 1 to 50 MHz.

It is widely accepted in the literature that in the range of FFO frequency from 50 to 200 GHz, the so-called displaced

linear slope (DLS) is observed at current-voltage characteristic,<sup>5,7,11,12</sup> and the generation linewidth in this range is extremely broad. It is usually attributed to excitation of the internal oscillation modes in the "soft" fluxon chain at weak magnetic fields.<sup>5,7</sup> However, most of the experimental and especially theoretical works deal with the case where the matching between FFO and external wave-guide system is poor or even absent.<sup>5-14</sup>

The aim of the present paper is to investigate an influence of thermal fluctuations, a finite value of RC load and a length of the FFO on the spectral line in this quasi-chaotic regime of FFO radiation. We demonstrate that for sufficiently long junctions or in the case of good matching, which can be modeled by RC-load at FFO ends, the DLS with broad linewidth is transformed into the Fiske steps with extremely narrow linewidth. Therefore, the appearance of a regime of chaotic oscillations can be explained both by excitation of the internal oscillation modes in the "soft" fluxon chain and by multiple reflections of the traveling waves from junction ends.

## II. STATEMENT OF THE PROBLEM AND MAIN RESULTS

It is known that all basic properties of the FFO can be described in the frame of the sine-Gordon equation:

$$\phi_{tt} + \alpha\phi_t - \phi_{xx} = \beta\phi_{xxx} + \eta - \sin(\phi) + \eta_j(x, t), \quad (1)$$

where indices  $t$  and  $x$  denote temporal and spatial derivatives,  $\phi$  is the phase order parameter. Space and time are normalized to the Josephson penetration length  $\lambda_J$  and to the inverse plasma frequency  $\omega_p^{-1}$ , respectively,  $\alpha = \omega_p/\omega_J$  is the damping parameter,  $\omega_J = \sqrt{2eI_c/\hbar C}$ ,  $\omega_c = 2eI_c R_N/\hbar I_c$  is the critical current,  $C$  is the junction capacitance,  $R_N$  is the normal state resistance,  $\beta$  is the surface loss parameter,  $\eta$  is the dc bias current density, normalized to the critical current

<sup>a)</sup>Electronic mail: alp@ipm.sci-nnov.ru.

respectively) shows qualitative independence from the length of the junction.

The situation is completely different for the unloaded case. As one can see from Fig. 6,  $\Gamma = 1.7$ , with increase of  $L$  the chaotic generation for  $L = 10$  transforms to the multi-harmonic generation for  $L = 20$ , and to the harmonic generation with one strongly dominating peak for  $L = 80$ . Correspondingly, the increase of the FFO length also significantly affects the current-voltage characteristic, increasing the IVC slope, see Fig. 7.

Thus, the use of the chaotic mode of generation of the FFO with a broad spectrum has a number of restrictions that does not give the opportunity of its application for sub-terahertz non-stationary spectrometry. However, other modes of the FFO can be used where quasi-monochromatic generation with broad linewidth is also observed (for example, in a more important range of frequencies from 450 to 700 GHz). Besides, for additional broadening of the spectrum an additional stochastization of bias current and magnetic field of the FFO can be realized.

### III. CONCLUSIONS

In the present paper, it is shown that the power spectral density of the FFO essentially depends on the junction length and conditions of the RC-load matching at the ends of the Josephson junction. The special case of extremely broadband chaotic generation of the Josephson flux flow oscillator is observed only at the mismatching of the FFO with external waveguide system and small junction lengths. Therefore, the appearance of regime of chaotic oscillations can be explained by multiple reflections of the traveling waves from junction ends rather than simply by excitation of the internal oscillation modes in the "soft" fluxon chain at weak magnetic fields.<sup>5,7</sup>

### ACKNOWLEDGMENTS

The work was supported by the RFBR (projects 09-02-00491 and 09-02-97085), Dynasty Foundation, Human Capital Foundation, by the Act 220 of Russian Government (project 25) and by the Russian State contract 14.740.11.0889.

- <sup>1</sup>V. P. Koshelets and S. V. Shitov, *Supercond. Sci. Technol.* **13**, R53 (2000).
- <sup>2</sup>V. L. Vaks, V. V. Khodos, and E. V. Spivak, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 3447 (1999).
- <sup>3</sup>M. Yu. Torgashin, V. P. Koshelets, P. N. Dmitriev, A. B. Ermakov, L. V. Filippenko, and P. A. Yagoubov, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **17**, 379 (2007).
- <sup>4</sup>G. de Lange, M. Birk, D. Boersma, J. Dercksen, P. N. Dmitriev, A. B. Ermakov, L. V. Filippenko, H. Golstein, R. W. M. Hoogeveen, L. de Jong, A. V. Khudchenko, N. V. Kinev, O. S. Kiselev, B. van Kuik, A. de Lange, J. van Rantwijk, A. M. Selig, A. S. Sobolev, M. Yu. Torgashin, E. de Vries, G. Wagner, P. A. Yagoubov, and V. P. Koshelets, *Supercond. Sci. Technol.* **23**, 045016 (2010).
- <sup>5</sup>A. V. Ustinov, H. Kohlstedt, and P. Henne, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3617 (1996).
- <sup>6</sup>T. Nagatsuma, K. Enpuku, F. Irie, and K. Yoshida, *J. Appl. Phys.* **54**, 3302 (1983); **56**, 3284 (1984).
- <sup>7</sup>V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. V. Shchukin, L. V. Filippenko, J. Mygind, and A. V. Ustinov, *Phys. Rev. B* **56**, 5572 (1997).
- <sup>8</sup>M. Cirillo, N. Grønbech-Jensen, M. R. Samuelsen, M. Salerno, and G. V. Rinati, *Phys. Rev. B* **58**, 12377 (1998).
- <sup>9</sup>M. Salerno and M. R. Samuelsen *Phys. Rev. B*, **59**, 14653 (1999).
- <sup>10</sup>M. Jaworski, *Phys. Rev. B*, **60**, 7484 (1999).
- <sup>11</sup>P. Cikmacs, M. Cirillo, V. Merlo, and R. Russo, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **11**, 99 (2001).
- <sup>12</sup>G. Carapella, N. Martucciello, and G. Costabile, *Phys. Rev. B* **66**, 134531 (2002).
- <sup>13</sup>M. Jaworski, *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 065016 (2008).
- <sup>14</sup>M. Jaworski, *Phys. Rev. B* **81**, 224517 (2010).
- <sup>15</sup>C. Soriano, G. Costabile, and R. D. Parmentier, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 578 (1996).
- <sup>16</sup>A. L. Pankratov, A. S. Sobolev, V. P. Koshelets, and J. Mygind, *Phys. Rev. B* **75**, 184516 (2007).
- <sup>17</sup>A. L. Pankratov, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 082504 (2008).
- <sup>18</sup>A. L. Pankratov, *Phys. Rev. B* **78**, 024515 (2008).

## Mesoscopic cross-film cryotrons: Vortex trapping and dc-Josephson-like oscillations of the critical current

A. Yu. Aladyskhin,<sup>1,2</sup> G. W. Ataklti,<sup>1</sup> W. Gillijns,<sup>1</sup> I. M. Nefedov,<sup>2</sup> I. A. Shereshevsky,<sup>2</sup> A. V. Silhanek,<sup>1</sup> J. Van de Vondel,<sup>1</sup> M. Kemmler,<sup>3</sup> R. Kleiner,<sup>3</sup> D. Koelle,<sup>3</sup> and V. V. Moshchalkov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>INPAC – Institute for Nanoscale Physics and Chemistry, K.U. Leuven, Celestijnenlaan 200D, B-3001 Leuven, Belgium

<sup>2</sup>Institute for Physics of Microstructures RAS, RU-603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia

<sup>3</sup>Physikalisches Institut – Experimentalphysik II and Center for Collective Quantum Phenomena, Universität Tübingen, Auf der Morgenstelle 14, D-72076 Tübingen, Germany

(Received 18 January 2011; revised manuscript received 15 February 2011; published 13 April 2011)

We investigate theoretically and experimentally the transport properties of a plain Al superconducting strip in the presence of a single straight current-carrying wire, oriented perpendicular to the superconducting strip. It is well known that the critical current of the superconducting strip,  $I_c$ , in such a cryotron-like system can be tuned by changing the current in the control wire,  $I_w$ . We demonstrated that the discrete change in the number of the pinned vortices/antivortices inside the narrow and long strip nearby the current-carrying wire results in a peculiar oscillatory dependence of  $I_c$  on  $I_w$ .

DOI: 10.1103/PhysRevB.83.144509

PACS number(s): 74.25.F-, 74.25.Sv, 74.78.Na

### I. INTRODUCTION

The original idea to control the resistance of a long superconducting (S) wire by means of a magnetic field generated by a coil wound locally over the wire, was proposed by Buck in 1956.<sup>1</sup> If the magnetic field inside the solenoid with permanent driving current exceeds the critical field of the central type-I superconducting wire, superconductivity will be completely suppressed and this device (cryotron) will be switched from a low-resistive state to a high-resistive state. Further investigations in the 1960s<sup>2–5</sup> revealed that the cryotrons can be potentially used as superconducting computer elements (switches, binary adders, shift registers, AND/OR gates, etc.). However the performance of such elements at high frequencies was found to be worse than ordinary semiconducting chips, since the cryotrons were rather slow and energy-consuming. Furthermore, the miniaturization of cryotron-like devices, which appears to be important for reducing the characteristic time constant, was very limited at those times.

Revival of interest to superconductor–electromagnet (S/Em) hybrids came in the 1990s in connection with the problem of the influence of a spatially modulated magnetic field on superconductivity. The development of advanced techniques for material deposition and lithographic methods have made it possible to fabricate composite structures with controlled arrangement of superconducting, normal metallic, ferromagnetic, and insulating layers at micron and submicron levels. Pannetier *et al.*<sup>6</sup> demonstrated that the dependence of the critical temperature  $T_c$  on the applied magnetic field  $H$  for such a hybrid system consisting of a plain Al film and a lithographically defined array of parallel metallic lines can be nonlinear and even nonmonotonous in contrast to a plain superconducting film in a uniform magnetic field.<sup>7</sup> Such tunability of the  $T_c(H)$  dependence by the stray field of the meander-like wire reflects directly the controllable modification of the standard Landau spectrum for the order parameter (OP) wave function in a periodic magnetic field.<sup>8–10</sup> It is worth noting that keeping the nonuniform magnetic

field of the control coils/wires requires expenditure of energy and may result in parasitic heating effects. Therefore, later on the interest was turned to superconductor–ferromagnet (S/F) hybrids since the inhomogeneous magnetic field in S/F systems, conditioned by the nonuniform distribution of magnetization, can be obtained without energy costs. The influence of a nonuniform magnetic field produced by ferromagnetic elements on nucleation of superconductivity and low-temperature properties of superconducting specimens was studied intensively for flux-coupled S/F hybrids during the last two decades (see Refs. 11–15 and references therein). We would like to note that the amplitude of the stray magnetic field and its profile are dictated by the saturated magnetization of the ferromagnet and by the shape of the ferromagnetic elements, which eventually restricts the flexibility of the S/F hybrids.

In the present paper we report on a so far unexplored limit of a cryotron-like system at micro- and nanoscales bringing together the ideas and approaches developed for both S/Em and S/F hybrids. With that purpose we fabricated a composite structure consisting of a *type-II* superconducting strip and a single straight current-carrying S wire oriented perpendicular to the strip. Since the stray magnetic field of the straight wire is maximal near the wire and it decays approximately as  $1/r$  at large distances  $r$  from the wire, one can expect that only a small part of the superconducting strip in close vicinity to the wire will be affected by the nonuniform magnetic field.<sup>16</sup> A simple change in the current in the wire,  $I_w$ , gives us the opportunity to control the maximal value of the magnetic field,  $B_0$ , generated by the current in the control wire. By varying  $B_0$  one can create different states with *partially* and completely suppressed superconductivity in the considered cross-film cryotron. Thus, the main point of our research is to “scan” all possible intermediate states lying between uniform superconductivity (for small  $B_0$ ) and fully depleted superconductivity (for large  $B_0$ ) and to study the effect of the transitions between various superconducting states on the critical current for mesoscopic type-II cross-film cryotrons.

Forschungsgemeinschaft (DFG) via the SFB/TRR 21, the Russian Fund for Basic Research, RAS under the Program “Quantum physics of condensed matter” and Federal Target

Program “Scientific and educational personnel of innovative Russia in 2009–2013.” A.V.S, W.G., and J.V.d.V. acknowledge support from F.W.O.

- <sup>1</sup>D. A. Buck, Proc. IRE **44**, 482 (1956).  
<sup>2</sup>P. G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys* (W. A. Benjamin Inc., New York, 1966).  
<sup>3</sup>J. W. Bremer, *Superconductive Devices* (McGraw-Hill, New York, 1962).  
<sup>4</sup>J. M. Lock, Rep. Prog. Phys. **25**, 37 (1962).  
<sup>5</sup>V. L. Newhouse, in *Superconductivity*, edited by R. D. Parks (Marcel Dekker, New York, 1969), Vol. 2, Chap. 22.  
<sup>6</sup>B. Pannetier, S. Rodts, J. L. Genicon, Y. Otani, and J. P. Nozières, in *Macroscopic Quantum Phenomena and Coherence in Superconducting Networks*, edited by C. Giovannella and M. Tinkham (World Scientific, Singapore, 1995), pp. 17–24.  
<sup>7</sup>See e.g., M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, 2nd ed. (McGraw-Hill, New York, 1996).  
<sup>8</sup>F. M. Peeters and P. Vasilopoulos, Phys. Rev. B **47**, 1466 (1993); I. S. Ibrahim and F. M. Peeters, *ibid.* **52**, 17321 (1995).  
<sup>9</sup>A. Yu. Aladyshkin, A. I. Buzdin, A. A. Fraerman, A. S. Mel’nikov, D. A. Ryzhov, and A. V. Sokolov, Phys. Rev. B **68**, 184508 (2003).  
<sup>10</sup>A. Yu. Aladyshkin and V. V. Moshchalkov, Phys. Rev. B **74**, 064503 (2006).  
<sup>11</sup>M. Lange, M. J. Van Bael, Y. Bruynseraede, and V. V. Moshchalkov, Phys. Rev. Lett. **90**, 197006 (2003).  
<sup>12</sup>Z. R. Yang, M. Lange, A. Volodin, R. Szymczak, and V. V. Moshchalkov, Nature Materials **3**, 793 (2004).  
<sup>13</sup>I. F. Lyuksyutov and V. L. Pokrovsky, Adv. Phys. **54**, 67 (2005).  
<sup>14</sup>M. Vélez, J. I. Martín, J. E. Villegas, A. Hoffmann, E. M. Gonzalez, J. L. Vicent, and I. K. Schuller, J. Magn. Magn. Mater. **320**, 2547 (2008).  
<sup>15</sup>A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek, W. Gillijns, and V. V. Moshchalkov, Supercond. Sci. Technol. **22**, 053001 (2009).  
<sup>16</sup>A similar effect of the stray magnetic field for the S/F bilayers was considered by E. B. Sonin, Sov. Tech. Phys. Lett. **14**, 714 (1988).  
<sup>17</sup>B. I. Ivlev and N. B. Kopnin, Usp. Fiz. Nauk **142**, 435 (1984); Adv. Phys. **33**, 47 (1984).  
<sup>18</sup>A. V. Kapra, V. R. Misko, D. Y. Vodolazov, and F. M. Peeters, Supercond. Sci. Technol. **24**, 024014 (2011).  
<sup>19</sup>A. S. Mel’nikov, I. M. Nefedov, D. A. Ryzhov, I. A. Shereshevskii, V. M. Vinokur, and P. P. Vysheslavtsev, Phys. Rev. B **65**, 140503(R) (2002).  
<sup>20</sup>See e.g., D. Yu. Vodolazov, F. M. Peeters, M. Morelle, and V. V. Moshchalkov, Phys. Rev. B **71**, 184502 (2005).  
<sup>21</sup>A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson effect* (John Wiley & Sons, New York, 1982).  
<sup>22</sup>A. A. Abrikosov, *Fundamentals of the Theory of Metals* (North-Holland, Amsterdam, 1988).  
<sup>23</sup>F. R. Fickett, Cryogenics **11**, 349 (1971).  
<sup>24</sup>W. Gillijns, A. Yu. Aladyshkin, A. V. Silhanek, and V. V. Moshchalkov, Phys. Rev. B **76**, 060503(R) (2007).  
<sup>25</sup>A. M. Campbell and J. E. Evetts, *Critical Currents in Superconductors* (Taylor & Francis Ltd., London, 1972).

УТВЕРЖДАЮ  
Зам. директора ИФМ РАН



**ЭКСПЕРТНОЕ ЗАКЛЮЧЕНИЕ**  
**о возможности опубликования**

Экспертная комиссия (руководитель-эксперт) Института физики микроструктур РАН, рассмотрев статью A.Yu. Aladyshkin, G.W. Ataklti, W. Gillijns, I.M. Nefedov, I.A. Shereshevsky, A.V. Silhanek, J. Van de Vondel, M. Kemmler, R. Kleiner, D. Koelle, and V.V. Moshchalkov, "Mesoscopic cross-film cryotrons: Vortex trapping and dc-Josephson-like oscillations of the critical current"

подтверждает, что в материале не содержатся сведения, предусмотренные разделом 3 Положения-88.

На публикацию материала в журнале Physical Review B следует получить разрешение РАН.

Работа докладывалась на семинаре «Транспортные свойства мезоскопических криотронов» 27 сентября 2010 года в ИФМ РАН.

Заключение: на основании вышеизложенного статья может быть направлена журнал Physical Review B после утверждения экспертного заключения дирекцией Института.

Председатель комиссии (руководитель-эксперт) \_\_\_\_\_

Зав. отд. 120 ИФМ РАН, д.ф.-м.н.

Курин В.В.



УТВЕРЖДАЮ  
Зам. директора ИФМ РАН

Мельников  
Александр  
Сергеевич

" \_\_\_\_ " \_\_\_\_\_ 2011 г.

**ЭКСПЕРТНОЕ ЗАКЛЮЧЕНИЕ**  
**о возможности опубликования**

Экспертная комиссия (руководитель-эксперт) Института физики микроструктур РАН, рассмотрев статью С.В. Миронова и А.И. Буздина «Fluctuations in a mesoscopic superconducting ring: Resonant behavior of conductivity and specific heat in the two-mode critical regime»

подтверждает, что в материале не содержатся сведения, предусмотренные разделом 3 Положения-88.

На публикацию материала следует получить разрешение РАН.

Работа докладывалась на Семинаре ИФМ РАН.

Заключение: на основании вышеизложенного материал может быть направлен для опубликования в журнале Physical Review B после утверждения экспертного заключения дирекцией Института.

Председатель комиссии (руководитель-эксперт) \_\_\_\_\_

(Курин Владислав Викторович) ИФМ РАН

## Fluctuations in a mesoscopic superconducting ring: Resonant behavior of conductivity and specific heat in the two-mode critical regime

S. V. Mironov<sup>1</sup> and A. Buzdin<sup>2</sup><sup>1</sup>*Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia*<sup>2</sup>*Institut Universitaire de France and University Bordeaux, LOMA UMR-CNRS 5798, F-33405 Talence Cedex, France*

(Received 6 April 2011; revised manuscript received 20 May 2011; published 25 August 2011)

The critical fluctuations in a mesoscopic superconducting ring are studied within the Ginzburg-Landau approach. The nonlocal conductivity as well as the specific heat are calculated as functions of the magnetic flux  $\Phi$  through the ring. At  $\Phi = \Phi_0/2$  two low-energy eigenstates become degenerate and near this point the behavior of fluctuation-dependent quantities changes dramatically: both the zero Fourier component  $\sigma_0$  of the fluctuation conductivity and the specific heat become nonmonotonic functions of  $|\Phi - \Phi_0/2|$  with rather special resonant structure.

DOI: 10.1103/PhysRevB.84.064527

PACS number(s): 74.25.F-, 74.78.Na, 72.10.-d, 71.10.Ay

### I. INTRODUCTION

Mesoscopic superconducting rings attract considerable interest in connection with their unusual properties in the vicinity of the superconduction transition. One of the most interesting features is an oscillatory behavior of the critical temperature as a function of magnetic flux through the ring<sup>1</sup> due to competition between spatial modes characterized by different orbital momenta. The remarkable property of the superconducting rings is the fact that all eigenstates are well separated from each other, and in some cases the dynamics of each state can be described independently. This provides a unique opportunity to study the critical fluctuation contribution to all measurable quantities of the rings. With the development of microfabrication technologies it becomes possible to create superconducting rings of radius  $R$  comparable to the Ginzburg-Landau coherence length  $\xi_0$  (see Refs. 2 and 3, and references therein). The fluctuations in such small rings can be described in the frames of simple analytical models, such as the zero-dimensional Ginzburg-Landau formalism (see, for example, Ref. 4). In Refs. 5 and 6 the persistent current due to the critical fluctuations was studied for different ratios between the rings' radius and the coherence length. The calculation of magnetization in the critical regime has been performed in Ref. 7. Note that previously the influence of the critical fluctuations on specific heat and magnetization has been studied in small superconducting granula both theoretically<sup>8</sup> and experimentally.<sup>9</sup>

At the same time one of the most natural ways to study fluctuations near  $T_c$  is the performance of the conductivity measurements (the fluctuation correction to the conductivity has been described first in Ref. 10). For superconducting rings two types of experiments were proposed: (i) nonlocal paraconductivity measurements with probes attached to different points of the ring,<sup>11,12</sup> and (ii) contactless measurements of dissipation in the array of rings subject to an electromotive force induced by a weak alternating magnetic field.<sup>13</sup> The corresponding calculations of the nonlocal conductivity within the Gaussian approximation were performed in Ref. 14.

The separation of different eigenstates in a mesoscopic ring with  $R \gtrsim \xi_0$  allows one to describe analytically the contribution of the critical fluctuations to the nonlocal conductivity in the magnetic field which produces the flux  $\Phi$  through the

ring. It was shown that in the critical fluctuation regime the fluctuation contribution to the conductivity has a logarithmic singularity near the critical temperature  $T_c$  (Ref. 13) with a prefactor proportional to the  $(\Phi/\Phi_0)^2$ . However, this approach is valid only for magnetic flux values which are not close to  $\Phi_0/2$ . Otherwise, for  $\Phi \approx \Phi_0/2$  the separation of modes with different orbital momenta breaks down: critical fluctuations near  $T_c$  are produced by two interacting modes, which cannot be considered separately anymore.

In the present paper we suggest an analytical description of critical fluctuations for the case  $\Phi \approx \Phi_0/2$  and calculate the corresponding fluctuation correction to the nonlocal conductivity of the ring. We will keep in mind the contactless realization of conductivity measurements in which only the zero Fourier component of the conductivity plays the key role. Also, we analyze the behavior of the specific heat value in the two-mode critical regime. To analyze the situation we use the time-dependent Ginzburg-Landau equation. This approach is reasonable for small dirty superconducting rings (see Ref. 13).

The paper has the following structure. In Sec. II we describe in detail the behavior of the conductivity both inside and outside of the two-mode critical regime. In particular, we present the exact expression for the conductivity for the case  $\phi \approx 1/2$ , based on the analytical solution of the nonlinear two-mode Ginzburg-Landau equation. In Sec. III we calculate the specific heat, taking the mode interaction into account. The results are summarized in Sec. IV.

### II. FLUCTUATION CONDUCTIVITY DUE TO CRITICAL FLUCTUATIONS

To calculate the nonlocal conductivity we use an approach which is similar to that of Ref. 13. The zero-frequency conductivity  $\sigma(\varphi - \varphi')$  is given by the Kubo formula (see, for example, Ref. 14)

$$\sigma(\varphi - \varphi') = \frac{1}{T} \int_0^\infty \langle J(\varphi, 0) J(\varphi', t) \rangle dt, \quad (1)$$

where the supercurrent is defined by the standard expression  $J(\varphi, t) = (e/mR)\text{Re}[\psi(i\partial_\varphi - \phi)\psi^\dagger]$  and  $\phi = \Phi/\Phi_0$ .

$$\begin{aligned}
& \times \frac{\phi}{(\varepsilon^*)^2} \left[ \left( \frac{\xi_0}{R} \right)^2 \frac{(1-\phi)}{[\varepsilon^* + (\xi_0/R)^2(1-2\phi)]} \right. \\
& \left. - \frac{(1+\phi)}{(1+2\phi)} + \left( \frac{1-12\phi^2}{4\phi(1-4\phi^2)} - \frac{\pi}{2} \text{ctg}(2\pi\phi) \right) \right] \\
& + \frac{e^2}{4\pi s^2} \left( \frac{\xi_0}{R} \right)^2 \frac{(1-\phi)}{[\varepsilon^* + (\xi_0/R)^2(1-2\phi)]^2} \\
& \times \left[ - \left( \frac{\xi_0}{R} \right)^2 \frac{\phi}{\varepsilon^*} - \frac{(1+\phi)}{(1+2\phi)} + \left( \frac{1-12\phi^2}{4\phi(1-4\phi^2)} \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{\pi}{2} \text{ctg}(2\pi\phi) \right) \right]. \quad (\text{A5})
\end{aligned}$$

For magnetic flux values which are far from the point  $\phi = 1/2$  the analogous singular part of the conductivity in the critical regime can be calculated under the assumption that the fluctuations of only the mode with  $m = 0$  are critical, while the fluctuations of other spatial modes are Gaussian (the lowest mode approximation). The procedure of calculation is similar to the one for the Gaussian regime. Expression (3) takes the form

$$\begin{aligned}
\sigma_0 &= \frac{1}{T} \left( \frac{e}{mR} \right)^2 \left[ \phi^2 \left\langle |\psi_0(0)|^2 \int_0^\infty |\psi_0(t)|^2 dt \right\rangle \right. \\
& \left. - \phi \left\langle \int_0^\infty |\psi_0(t)|^2 dt \right\rangle \sum_{n \neq 0} (n-\phi) \langle |\psi_n(0)|^2 \rangle \right. \\
& \left. + (1-\phi)^2 \tau_1 \langle |\psi_1(0)|^4 \rangle + (1-\phi) \tau_1 \langle |\psi_1(0)|^2 \rangle \right. \\
& \left. \times \sum_{n \neq 1} (n-\phi) \langle |\psi_n(0)|^2 \rangle \right]. \quad (\text{A6})
\end{aligned}$$

The first term in square brackets in expression (A6) represents the central result of Ref. 13. To calculate the second term one should take into account that in the critical regime

$$\left\langle \int_0^\infty |\psi_0(t)|^2 dt \right\rangle = \frac{m\xi_0^2}{4Rs} \frac{1}{Gi_{(0)}^2} \ln \frac{1}{\varepsilon^*}. \quad (\text{A7})$$

The last sum in square brackets in expression (A6) is similar to the one in expression (A1) except for the term with  $n = 0$ , which should be calculated in the critical regime. The expression for the corresponding correlator in the explicit form is given in Ref. 13. Summarizing we obtain the resulting expression for the conductivity in the critical regime for magnetic flux values which are far from  $\phi = 1/2$ :

$$\begin{aligned}
\sigma_0^{(\text{C})}(\phi) &= \frac{e^2}{\pi^{3/2}s^2} \left( \frac{\xi_0}{R} \right)^4 \phi^2 \frac{1}{Gi_{(0)}^3} \ln \frac{1}{\varepsilon^*} + \frac{e^2}{2\pi s^2} \left( \frac{\xi_0}{R} \right)^4 \\
& \times \frac{(1-\phi)^2}{[\varepsilon^* + (\xi_0/R)^2(1-2\phi)]^3} - \frac{e^2}{2\pi s^2} \phi \left( \frac{\xi_0}{R} \right)^2 \\
& \times \frac{1}{Gi_{(0)}^2} \ln \frac{1}{\varepsilon^*} \left[ \left( \frac{\xi_0}{R} \right)^2 \frac{(1-\phi)}{[\varepsilon^* + (\xi_0/R)^2(1-2\phi)]} \right. \\
& \left. - \frac{(1+\phi)}{(1+2\phi)} + \left( \frac{1-12\phi^2}{4\phi(1-4\phi^2)} - \frac{\pi}{2} \text{ctg}(2\pi\phi) \right) \right] \\
& \left. - \frac{e^2}{2\pi^{3/2}s^2} \left( \frac{\xi_0}{R} \right)^6 \frac{1}{Gi_{(0)}} \frac{\phi(1-\phi)}{[\varepsilon^* + (\xi_0/R)^2(1-2\phi)]^2} \right]. \quad (\text{A8})
\end{aligned}$$

Thus expressions (A5) and (A8) give the singular part of the conductivity  $\sigma_0$  in the Gaussian and critical (in the lowest mode approximation) regimes, respectively.

<sup>1</sup>W. A. Little and R. D. Parks, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 9 (1962).

<sup>2</sup>N. C. Koshnick, H. Bluhm, M. E. Huber, and K. A. Moler, *Science* **318**, 1440 (2007).

<sup>3</sup>M. Morelle, D. S. Golubovic, and V. V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B* **70**, 144528 (2004).

<sup>4</sup>A. A. Abrikosov, *Fundamentals of Theory of Metals* (North-Holland, Amsterdam, 1988).

<sup>5</sup>G. Schwiete and Y. Oreg, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 037001 (2009).

<sup>6</sup>G. Schwiete and Y. Oreg, *Phys. Rev. B* **82**, 214514 (2010).

<sup>7</sup>M. Daumens, C. Mayers, and A. Buzdin, *Phys. Lett. A* **248**, 445 (1998).

<sup>8</sup>V. V. Schmidt, *Proceedings of the 10th International Conference on Low Temperature Physics* (VINITI, Moscow, 1967), C2, 205.

<sup>9</sup>R. A. Buhrman and W. P. Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 692 (1973).

<sup>10</sup>L. G. Aslamazov and A. I. Larkin, *Phys. Lett. A* **26**, 238 (1968).

<sup>11</sup>N. E. Israeloff, F. Yu, A. M. Goldman, and R. Bojko, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2130 (1993).

<sup>12</sup>J. S. Langer and V. Ambegaokar, *Phys. Rev.* **164**, 498 (1967).

<sup>13</sup>A. I. Buzdin and A. A. Varlamov, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 076601 (2002).

<sup>14</sup>L. I. Glazman, F. W. J. Hekking, and A. Zyuzin, *Phys. Rev. B* **46**, 9074 (1992).

<sup>15</sup>A. I. Larkin and A. A. Varlamov, in *Physics of Conventional and Nonconventional Superconductors*, edited by K.-H. Bennemann and J. B. Ketterson (Springer-Verlag, Berlin, 2002).

<sup>16</sup>O. Buisson, P. Gandit, R. Rammal, Y. Y. Wang, and B. Pannetier, *Phys. Lett. A* **150**, 36 (1990).

<sup>17</sup>A. Bezryadin, A. Buzdin, and B. Pannetier, *Phys. Rev. B* **51**, 3718 (1995).

<sup>18</sup>H. Bluhm, N. C. Koshnick, J. A. Bert, M. E. Huber, and K. A. Moler, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 136802 (2009).

<sup>19</sup>O. Bourgeois, S. E. Skipetrov, F. Ong, and J. Chaussy, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 057007 (2005).

<sup>20</sup>F. R. Ong, O. Bourgeois, S. E. Skipetrov, and J. Chaussy, *Phys. Rev. B* **74**, 140503(R) (2006).





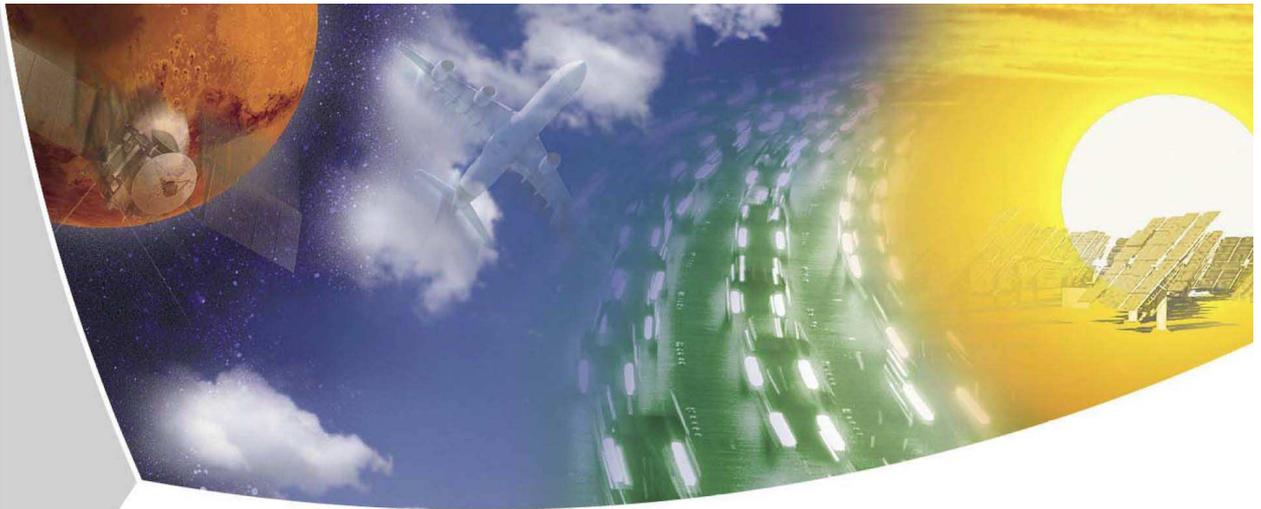


## Приложение Г.

1) Семинар ИФМ РАН по физике твердого тела. А.Д. Семёнов, «Принцип действия однофотонных детекторов на узких сверхпроводящих плёнках: взгляд теоретика и экспериментатора» - 17 октября 2011.

### Аннотация.

В презентации, посвященной однофотонным детекторам, были рассмотрены общие требования, предъявляемые к таким детекторам, и набор параметров, которыми принято характеризовать их качество. Сравнением параметров существующих детекторов было показано, что сверхпроводниковые детекторы из узких полосок несущих подкритический ток обладают двумя отличительными особенностями. Благодаря высокой максимальной частоте счета, они позволяют изучать интенсивные потоки фотонов без потери информации, а чувствительность к фотонам длинноволновой части ближнего инфракрасного диапазона волн делает их уникальным инструментом для исследований в квантовой оптике и для коммуникационных приложений в этой области спектра. В заключение были рассмотрены физические принципы функционирования таких детекторов и предложены упрощенные модели отклика в видимой и инфракрасной областях спектра.



## Принцип действия однофотонных детекторов на узких сверхпроводящих пленках: взгляд экспериментатора

Alexej Semenov  
German Aerospace Center

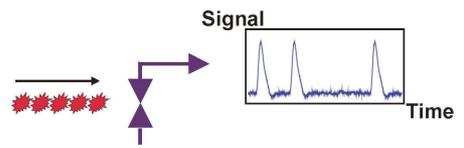
### Outline

- **Что такое однофотонный детектор?**
  - **Тонкая сверхпроводящая полоска как однофотонный детектор - SNSPD**
  - **История вопроса и потенциальные применения**
  - **Основные экспериментальные данные**
  - **Как это работает?**
- Взгляд экспериментатора**



## Single Photon Detector

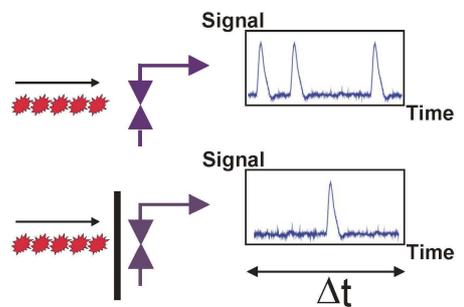
Detection efficiency,  $DE = 3/5$



## Single Photon Detector

Detection efficiency,  $DE = 3/5$

Dark count rate,  $R_d = 1/\Delta t$



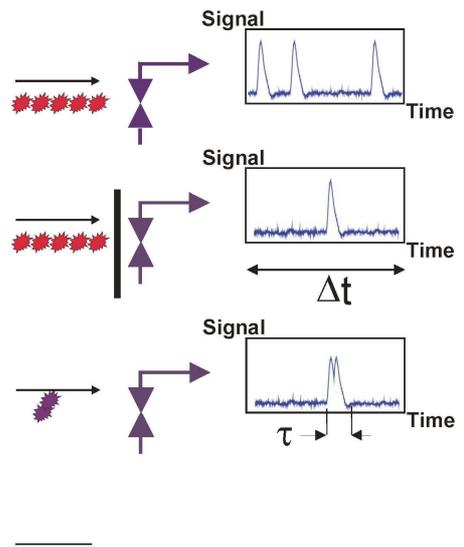


# Single Photon Detector

Detection efficiency,  $DE = 3/5$

Dark count rate,  $R_d = 1/\Delta t$

Maximum count rate,  $R_m = 0.1/\tau$



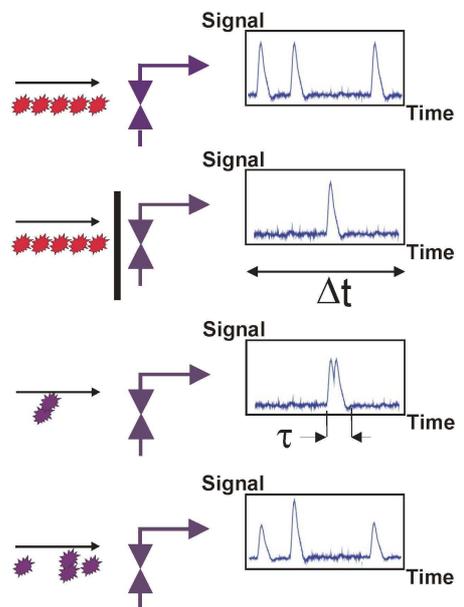
# Single Photon Detector

Detection efficiency,  $DE = 3/5$

Dark count rate,  $R_d = 1/\Delta t$

Maximum count rate,  $R_m = 0.1/\tau$

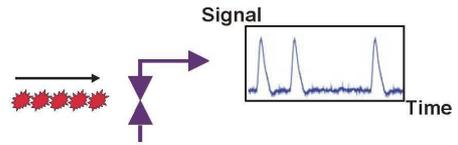
Photon number resolution



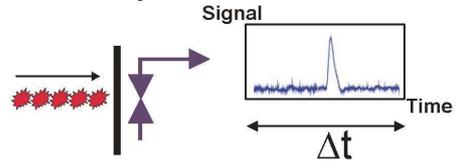
# Single Photon Detector

Figures of merit

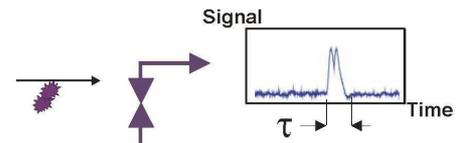
Detection efficiency,  $DE = 3/5$



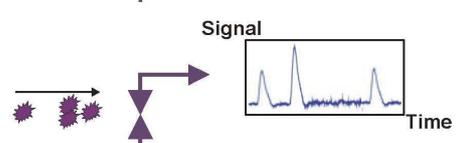
Dark count rate,  $R_d = 1/\Delta t$



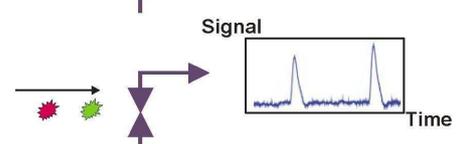
Maximum count rate,  $R_m = 0.1/\tau$



Photon number resolution

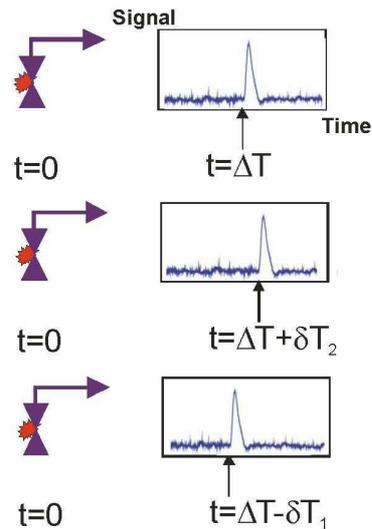


Photon energy resolution



# Single Photon Detector

Jitter,  $\delta T = \langle |\delta T_i| \rangle$





Detector Type [Firm] (temperature, resolution)	Count rate (s <sup>-1</sup> )	QE (%)	Jitter (ps)	Dark counts (s <sup>-1</sup> )
FPD5W1KS InGaAs APD [Fujitsu] (290 K, N/A)	5.0·10 <sup>6</sup>	16	200	500
R5509-42 STOP PMT [Hamamatsu] (290 K, N/A)	9.0·10 <sup>6</sup>	0.1	150	2.0·10 <sup>4</sup>
Si APD SPCM –AQR-16 [EG&G] (290 K, N/A)	5.0·10 <sup>6</sup>	0.01	350	25
Mepsicron II PMT [Quantar Tech.] (290 K, N/A)	1.0·10 <sup>6</sup>	10 <sup>-3</sup>	100	0.1
STJ detector (100 mK, 0.2 eV)	5.0·10 <sup>3</sup>	60	N/A	N/A
TES detector (100 mK, 0.15 eV)	10 <sup>4</sup>	30	N/A	N/A
NbN SNSPD (2 K, 0.45 eV)	10 <sup>9</sup>	50 (res)	<35	<0.01



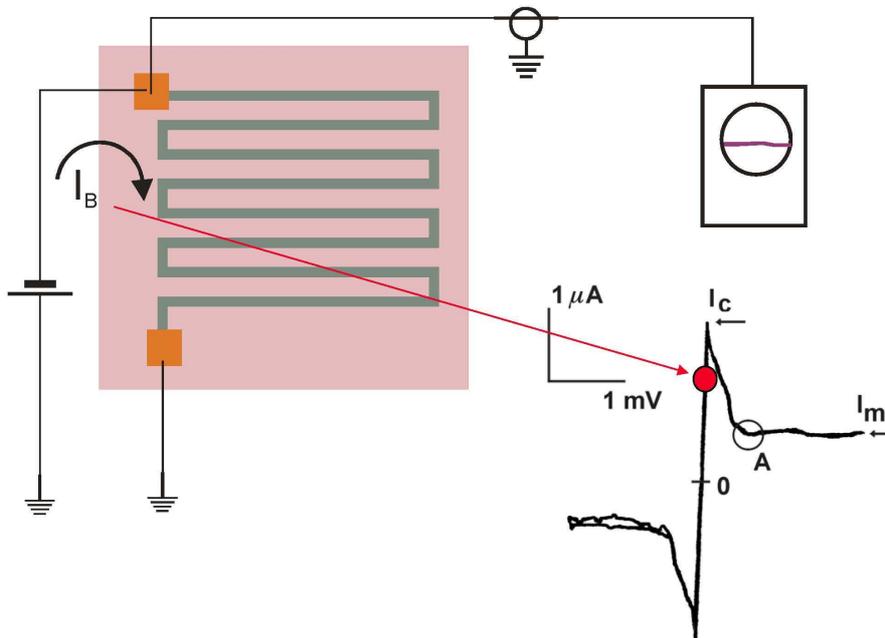
## Outline

- Что такое однофотонный детектор?
- Тонкая сверхпроводящая полоска как однофотонный детектор - SNSPD
- История вопроса и потенциальные применения
- Основные экспериментальные данные
- Как это работает?

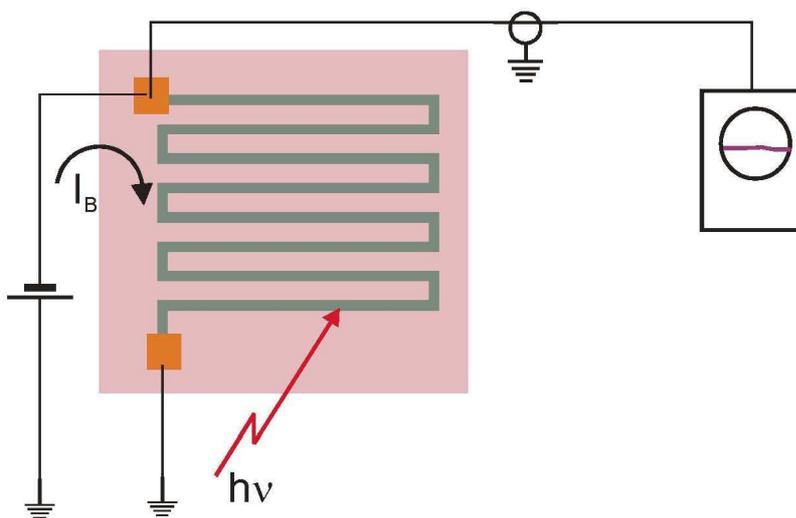
Взгляд экспериментатора



## Bias point

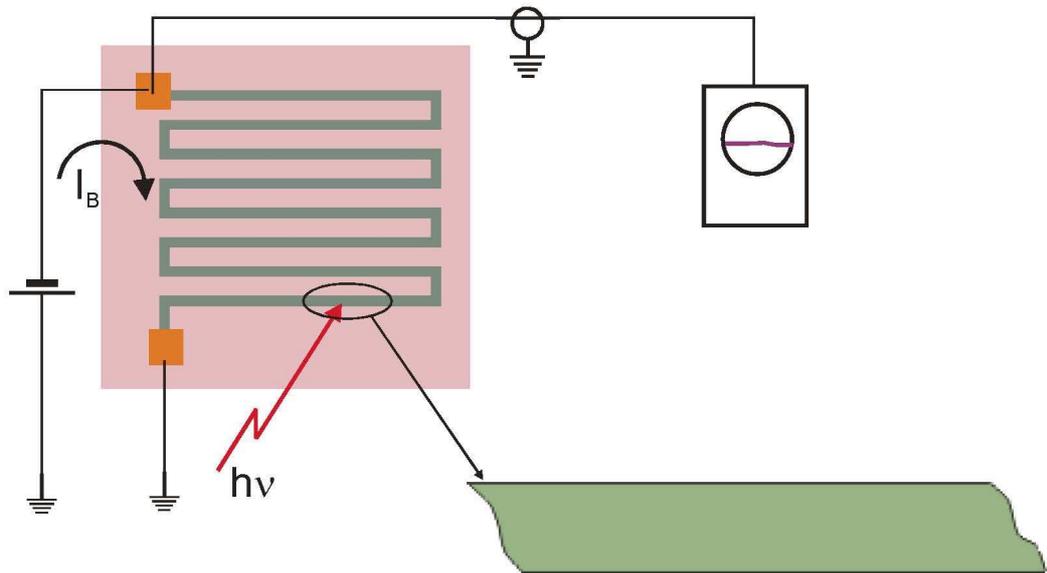


## Arrival of a photon

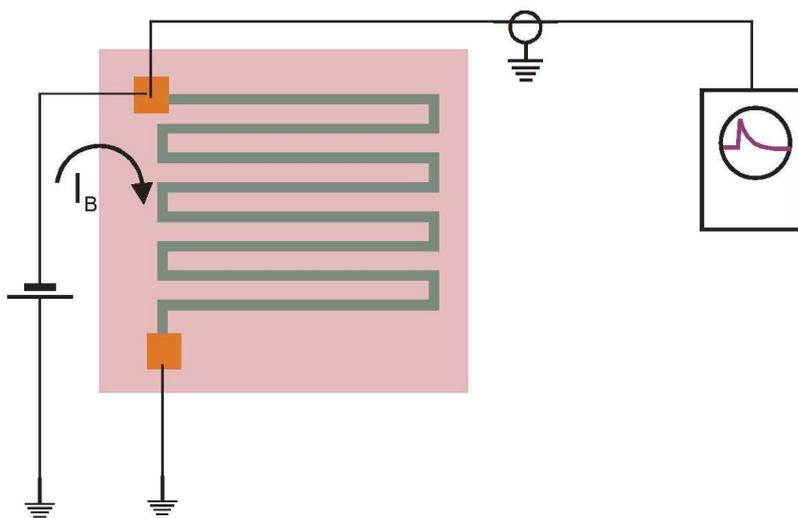




## Dynamics of the normal zone

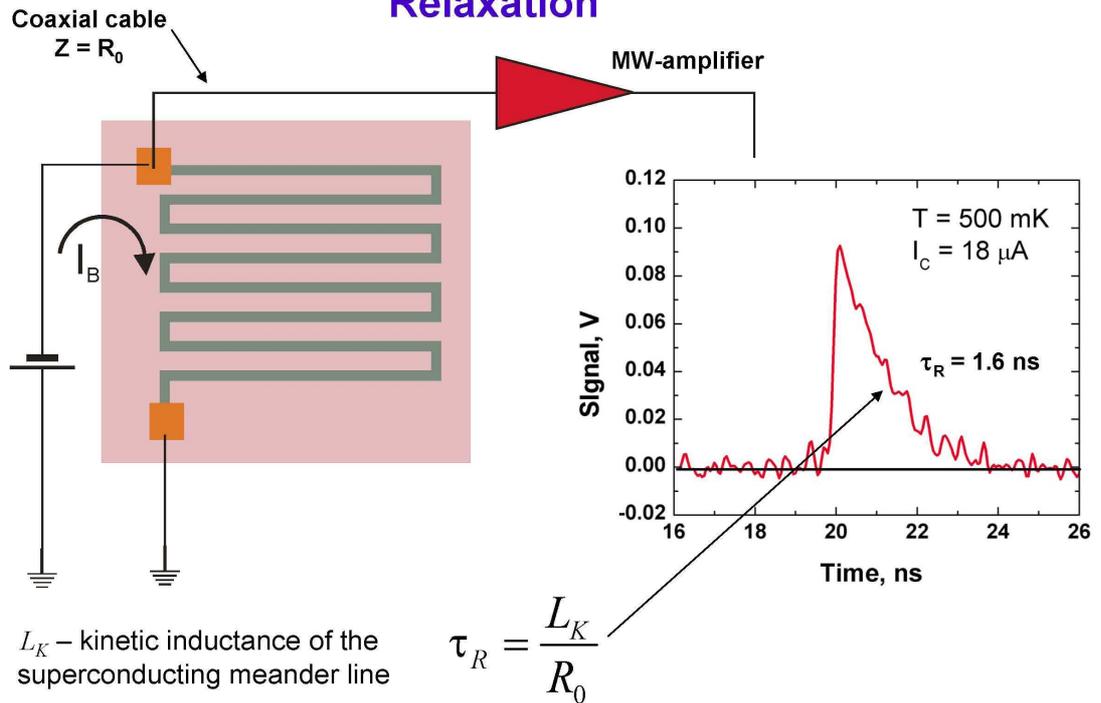


## Signal appearance



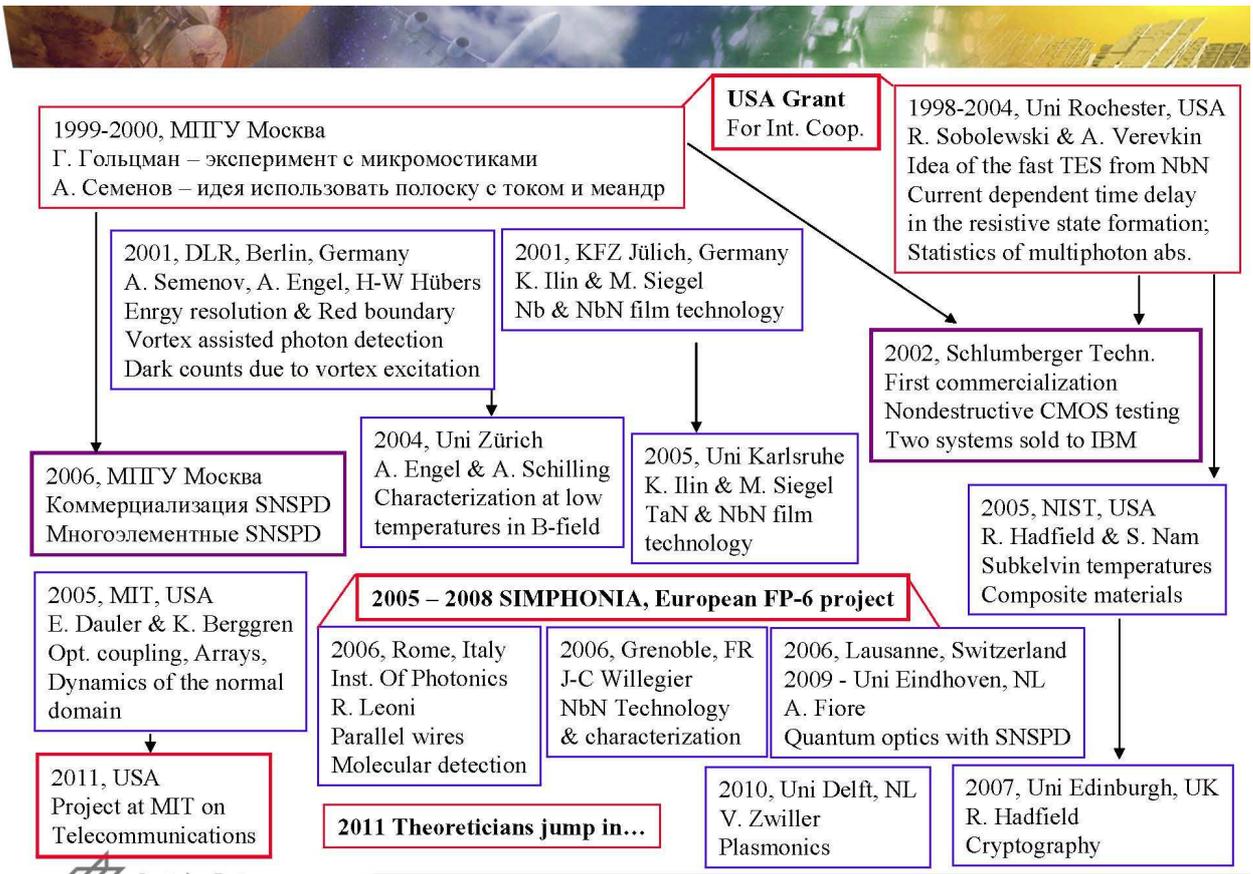


## Relaxation



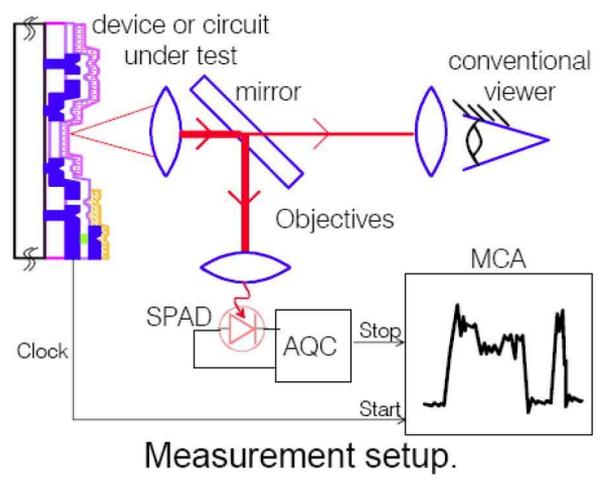
## Outline

- Что такое однофотонный детектор?
  - Тонкая сверхпроводящая полоска как однофотонный детектор - SNSPD
  - История вопроса и потенциальные применения
  - Основные экспериментальные данные
  - Как он работает?
- Взгляд экспериментатора



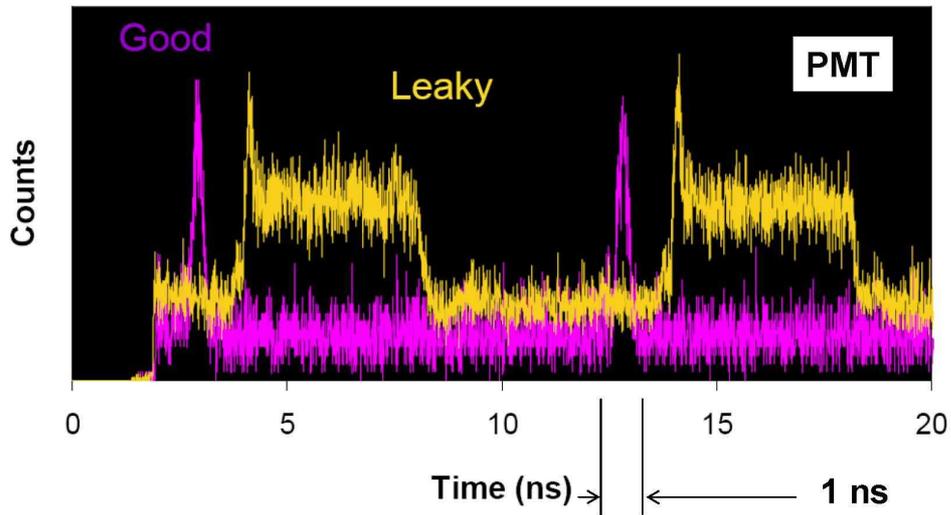
## Non-Invasive optical characterization technique for fast switching CMOS circuits

CMOS Device Debug

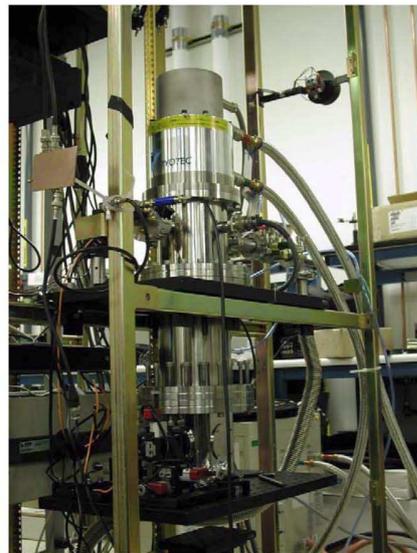


## Emission from good and bad transistors

0.35um, 3.3V CMOS device running at 100MHz



## Closed-cycle refrigerator system with NbN SSPD (2002, Schlumberger SS IDS® PICA system)





## Другие возможные применения

**Interplanetary telecommunications** – detectors for high-speed data links at near-infrared wavelengths

**Quantum cryptography** – secure quantum key distribution

**Molecular kinetics in biological systems** - correlation fluorescent spectroscopy

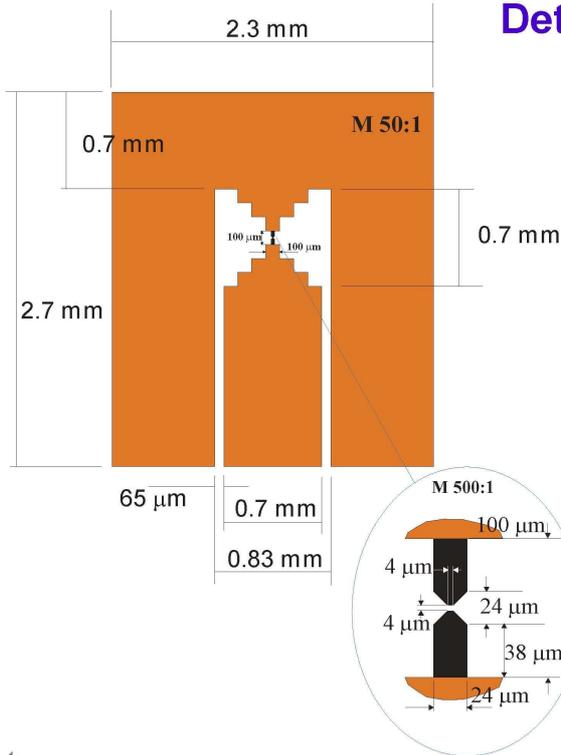
**Quantum optics** – characterization of light sources via time correlation of photon arrival



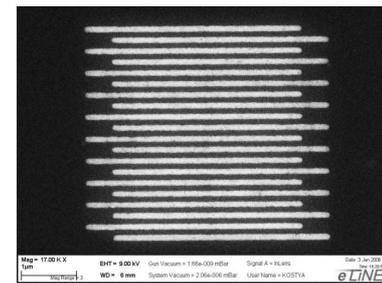
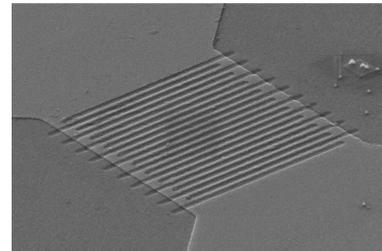
## Outline

- **Что такое однофотонный детектор?**
  - **Тонкая сверхпроводящая полоска как однофотонный детектор - SNSPD**
  - **История вопроса и потенциальные применения**
  - **Основные экспериментальные данные**
  - **Как это работает?**
- Взгляд экспериментатора**

## Detector design



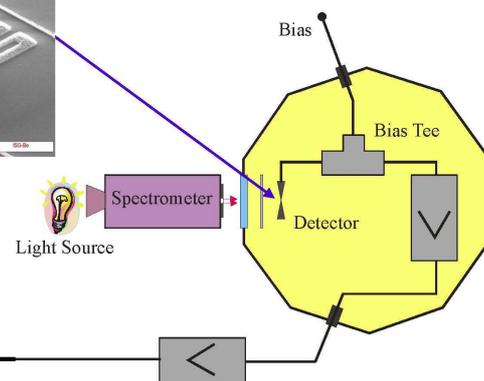
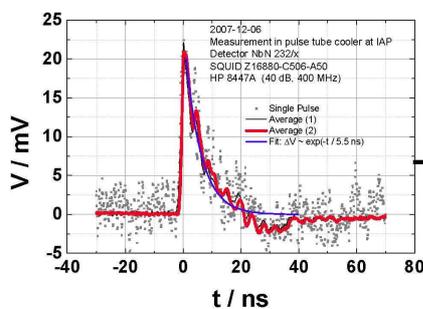
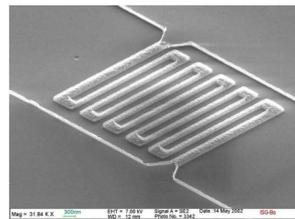
Line-width 80 nm



Geometrical non-uniformity less than 10%

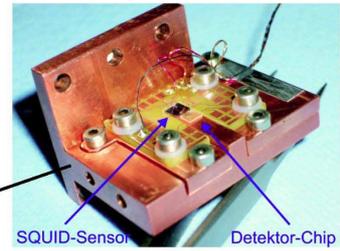
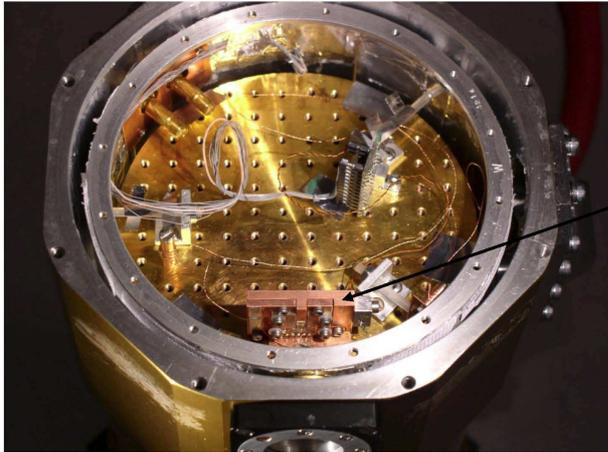
## Optical Coupling and Experimental Setup

Meander line  
Width 80 nm  
Thickness 5 nm

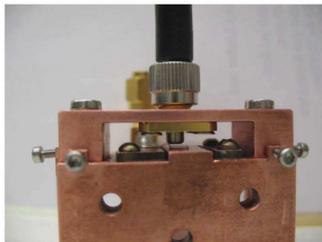


Operation at 6.5 K in the bath cryostat

## SNSPD operation at 6.5 K in the bath cryostat



## Operation at 1.5 K in pulse-tube cooler



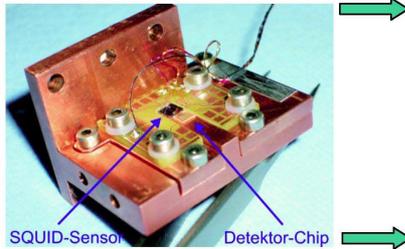
Multimode fiber  
 $\lambda = 600 - 1000 \text{ nm}$



**Sorption refrigerator**  
**Integrated in the**  
**pulse-tube cooler**  
**temperature range**  
**1.2 – 5 K**

## Readout electronics

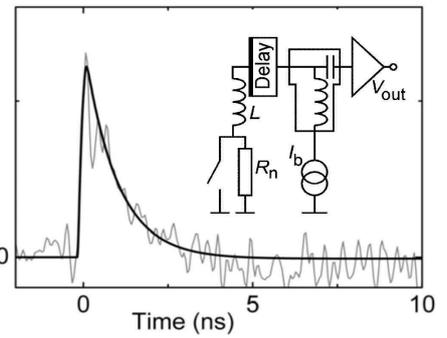
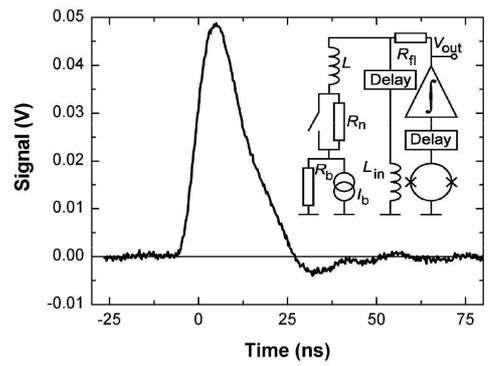
SQUID-amplifier  $\tau_R = 15$  ns



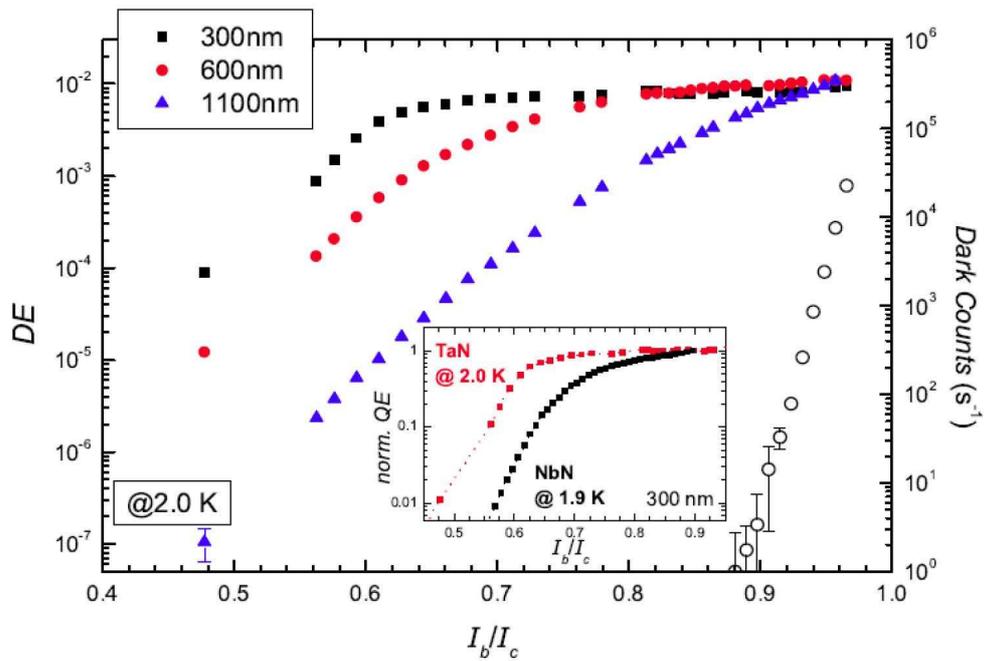
SQUID-Sensor      Detektor-Chip

MW-amplifier  $\tau_R = 1.7$  ns

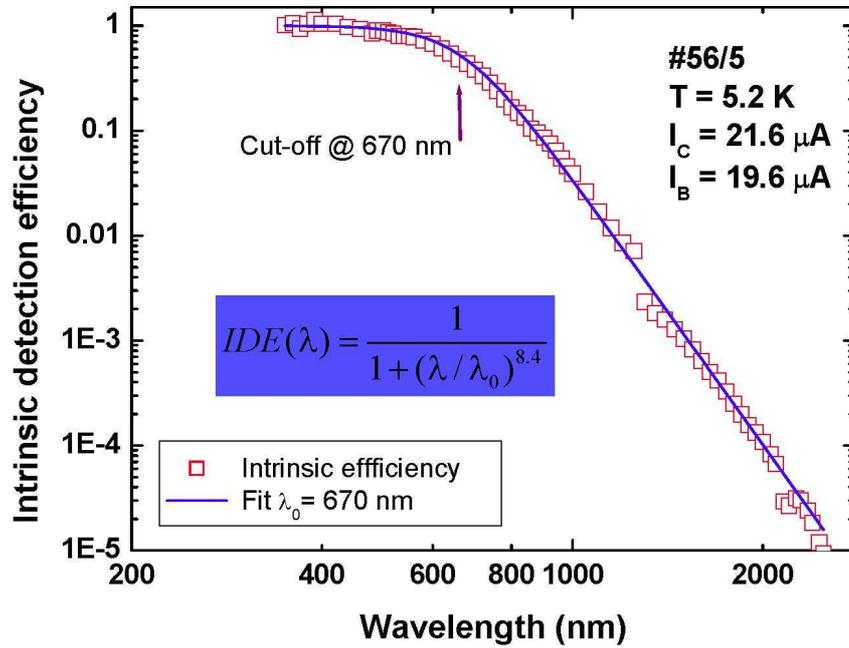
Max. count rate  
 $>10^8 \text{ sec}^{-1}$



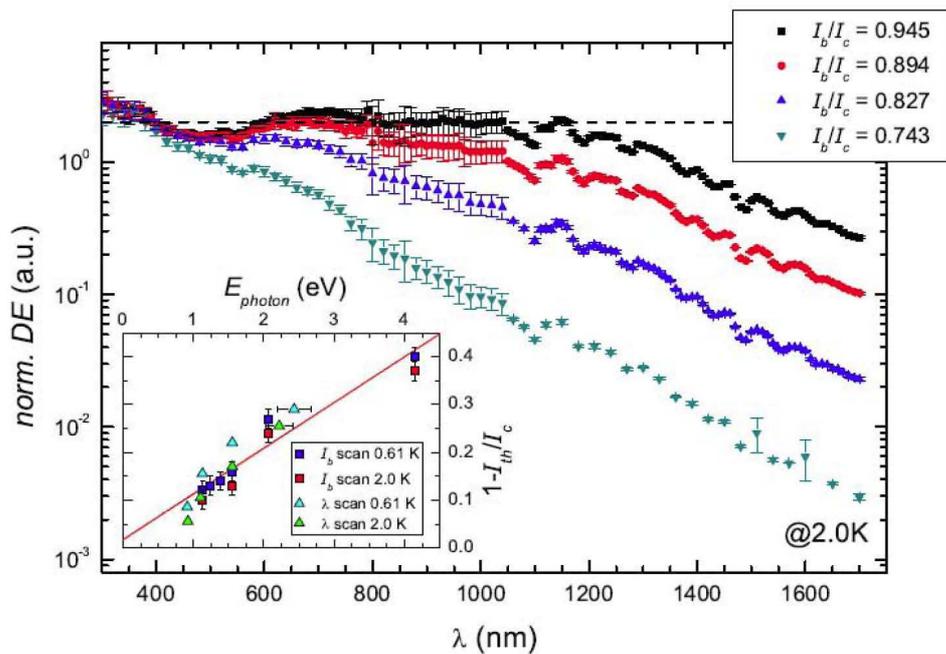
## Current dependence of the detection efficiency at different wavelengths



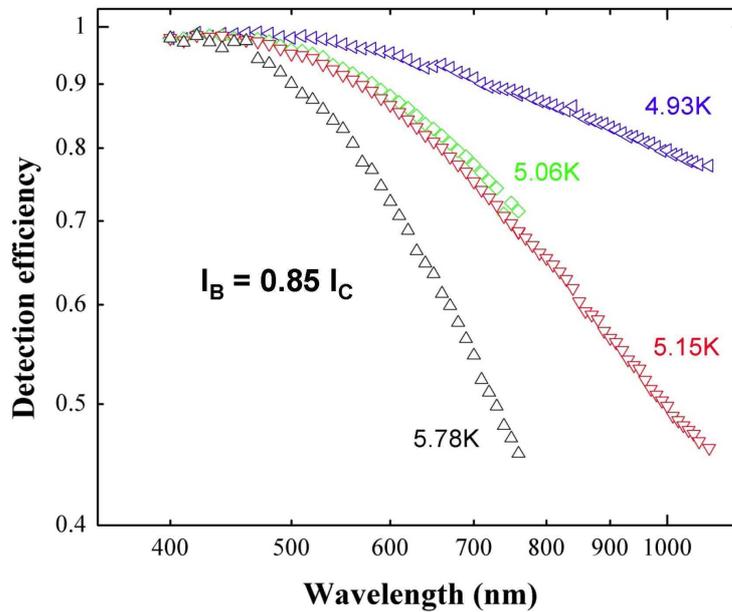
## Red boundary in the spectrum of the Intrinsic detection efficiency



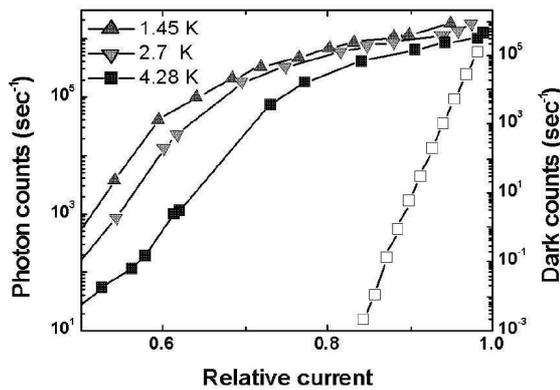
## Spectral response at different currents



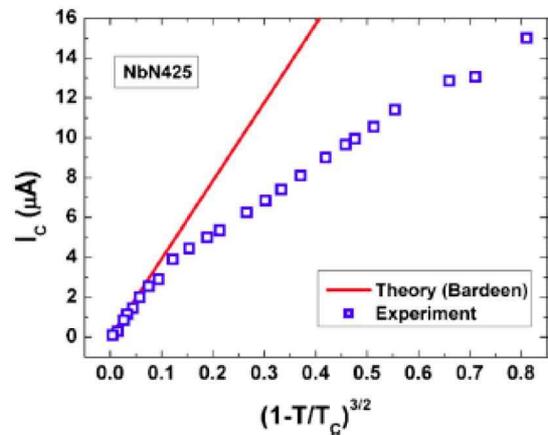
## Spectral response at different temperatures



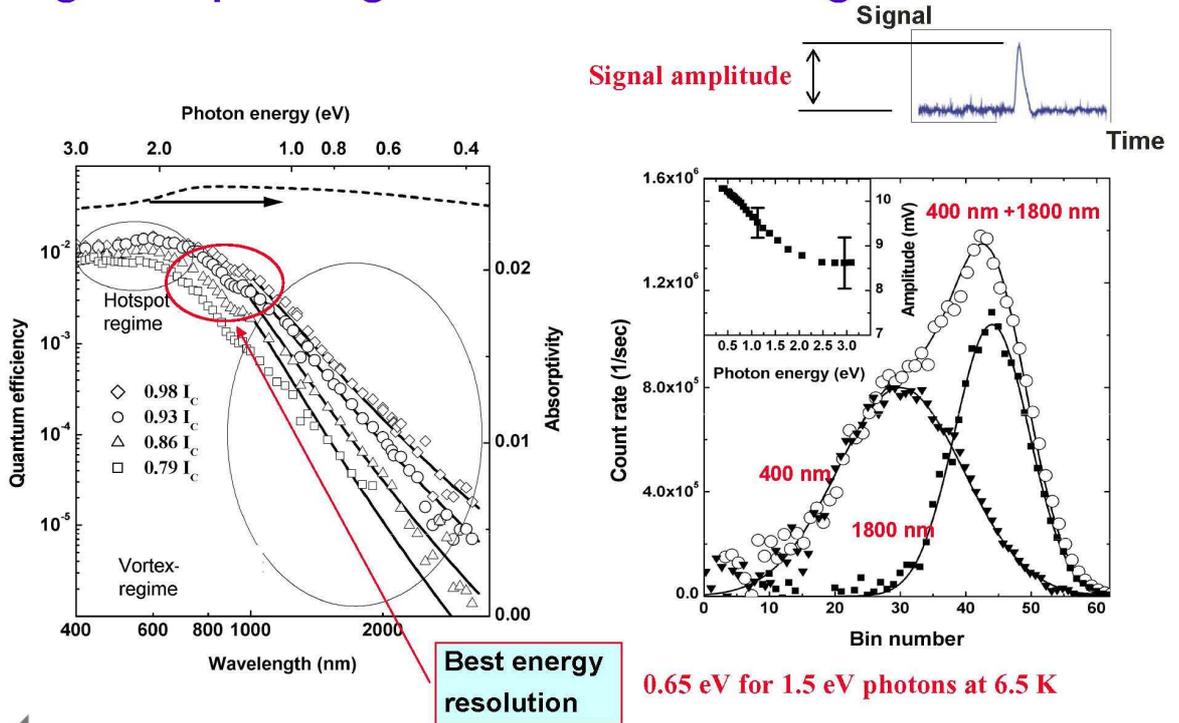
## Current dependences at different temperatures



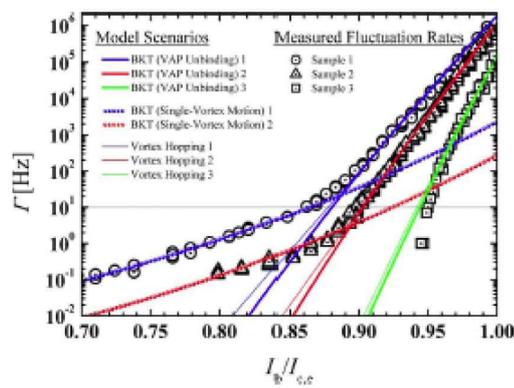
Typically in meanders experimental critical currents are less (0.5 to 0.8) than the depairing critical current



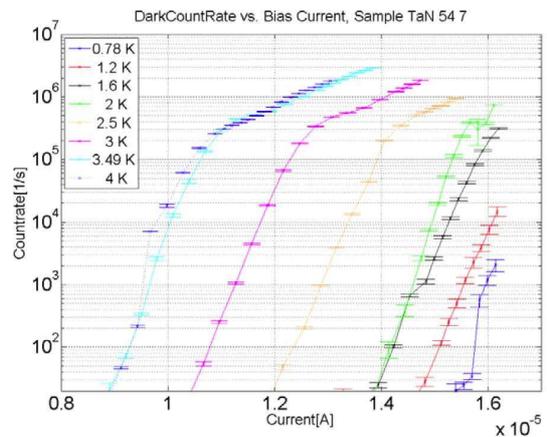
## Signal amplitude grows with the wavelength



## Dark counts vs linewidth and temperature



The slope versus current at different temperatures is not well established



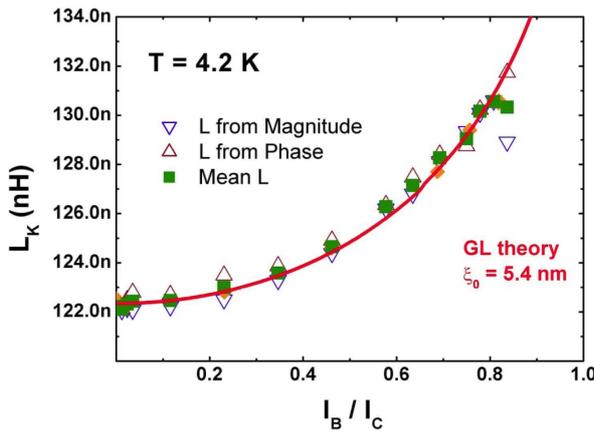
## Kinetic inductance increases with the current

Kinetic inductance as function of the bias

$$\left( \frac{2\pi\xi_{GL}(T)L_K}{\Phi_0 l} \right)^2 I_B^2 = \left( \frac{\Psi}{\Psi(I_B)} \right)^4 - \left( \frac{\Psi}{\Psi(I_B)} \right)^6$$

Gap suppression

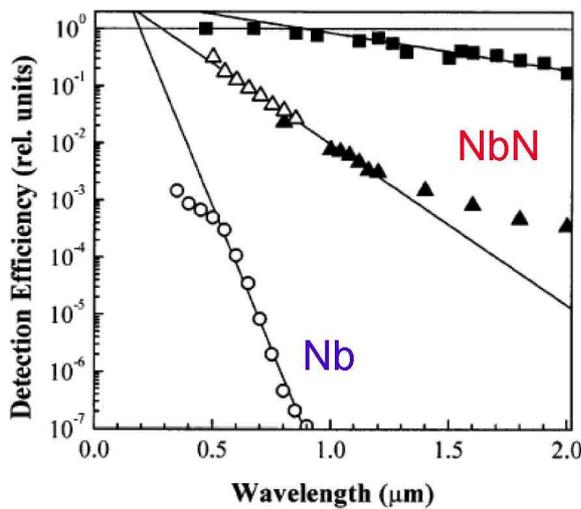
$$\Delta \propto \Delta_0 \left( 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^4 \right) \left( 1 - 0.09 \left( \frac{I_B}{I_c} \right)^2 \right)$$



Kinetic inductance

$$L_K \approx \frac{\hbar R_S}{\pi \Delta_0} \frac{L}{w}$$

## Efficiency drops when the electron diffusivity increases



$$\tau_E \approx 100 \times \tau_E (\text{NbN})$$

$$D \approx 10 \times D_{\text{NbN}}$$

Restricts the choice of materials

$$\tau_E \propto (l_e)^\alpha$$

$$D \propto l_e$$

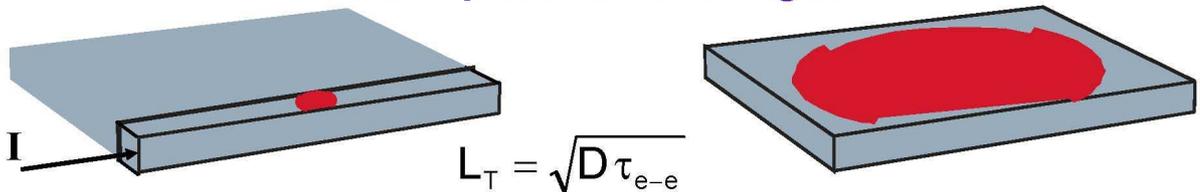


## Outline

- Что такое однофотонный детектор?
  - Тонкая сверхпроводящая полоска как однофотонный детектор - SNSPD
  - История вопроса и потенциальные применения
  - Основные экспериментальные данные
  - Как это работает?
- Взгляд экспериментатора**



## Hot-spot detection regime



Cut out a strip with a width less than  $L_T$  and bias at  $I \leq I_C$



**SNSPD**

Semenov et al., Physica C, 2001  
Goltsman et al., APL, 2001

0.3 eV photons detected at 4 K  
counting rates  $10^8 \text{ sec}^{-1}$

Increase  $L_T$  (alternatively decrease the detector) and either **block** or **control** diffusion through the boundaries



**TES**

Miller et al., 1999

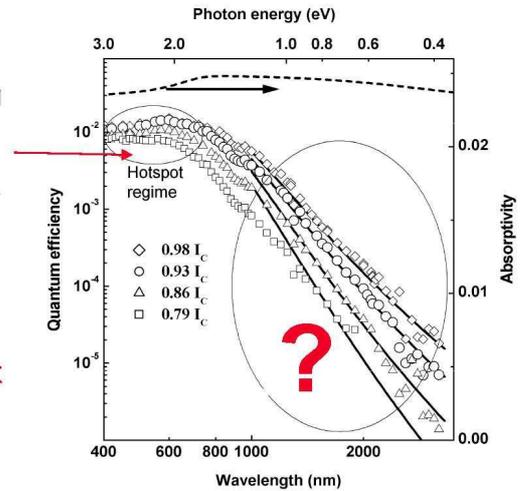
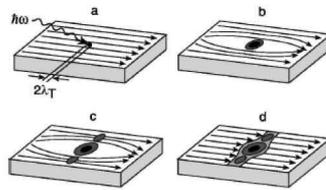
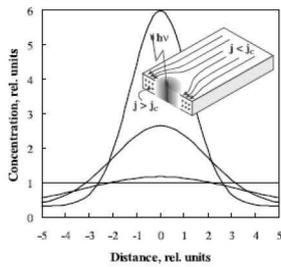


**STJ**

Verhoeve et al., 1997

0.15 eV resolution for 0.3 eV photons below 100 mK  
counting rates  $10^4 \text{ sec}^{-1}$

## Counterintuitive behavior

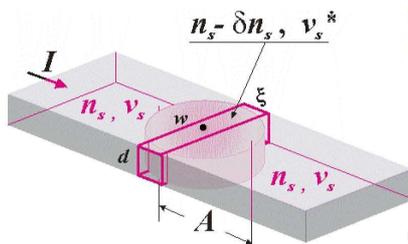


- A. There is a red boundary but the efficiency does not disappear abruptly as the hot-spot scenario dictates
- B. The response amplitude decreases with the photon energy
- C. Dark counts have larger amplitude than photon counts
- D. The red boundary shifts to smaller photon energies and the efficiency beyond the boundary increases when the operation temperature decreases

Original hot-spot model predicts the red boundary In UV-range

## Hot-spot model – Formation of the normal domain

SNSPD Theory

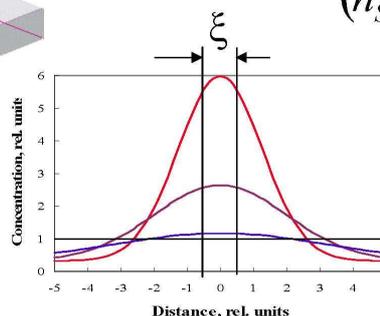


Semenov et al.,  
Europ. J. Phys., 2005

Charge flow conservation

$$(n_s - \delta n_s) v_s^* = n_s v_s$$

Find  $\delta n_s$  from the two-dimensional diffusion problem



\* Switching criteria  
 $v_s^* > v_c$

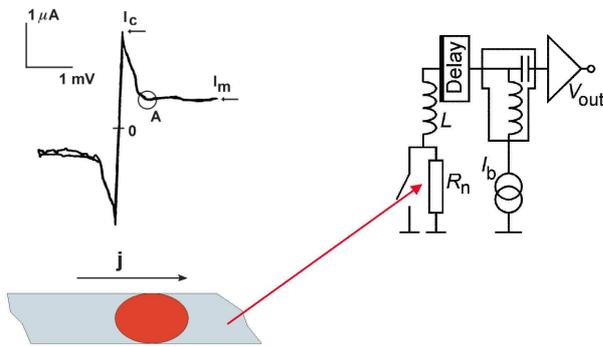
or

$$e(n_s - \delta n_s) v_c \geq j_c$$

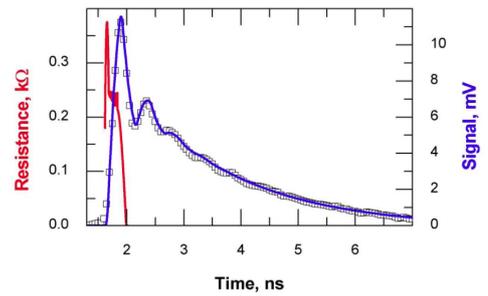
Red boundary for the photon energy

$$\frac{hc}{\lambda} = \frac{N_s \Delta^2 w d \sqrt{\pi D \tau_{th}}}{\xi} \left( 1 - \frac{I}{I_c} \right)$$

## Electro-thermal model of the normal domain



Semenov et al., SUST 2007



$$j > j_m$$

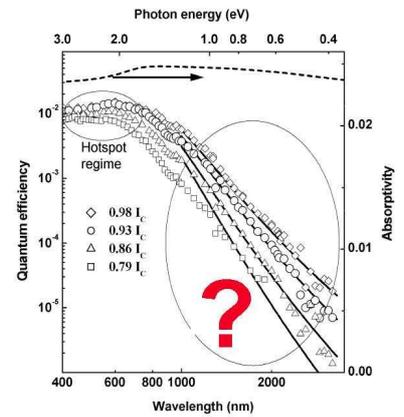
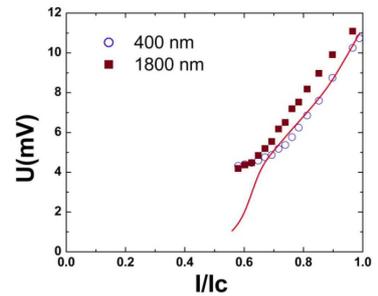
$$j < j_m$$

$$v(j) = \left( \alpha \frac{D}{\tau_E} \right)^{1/2} (j - j_m) \theta^{-1/2}$$

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) + j^2 \rho - c \frac{T - T_0}{\tau} + P$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{v} \frac{\partial T}{\partial t}$$

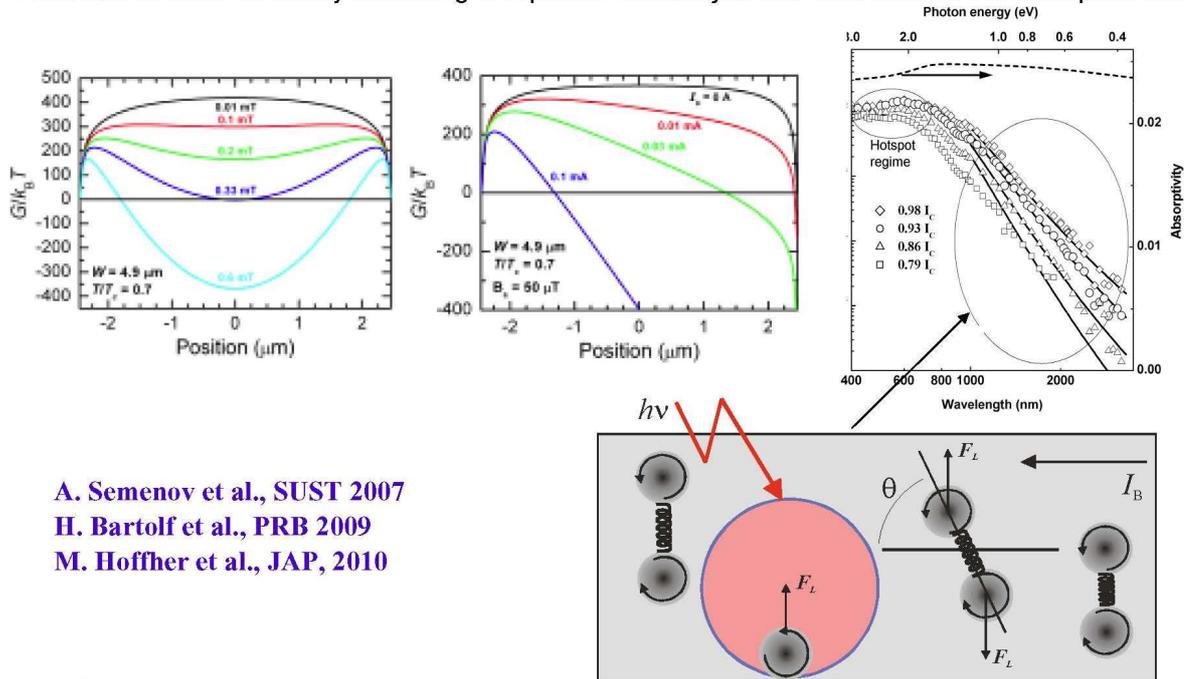
A.V. Gurevich and R.G. Mintz, Rev. Mod. Phys. 59, 941 (1987).





## Vortices are hopping across the wire

Dark counts occur randomly without light. A photon initiates just one dark count at the absorption site



A. Semenov et al., SUST 2007  
 H. Bartolf et al., PRB 2009  
 M. Hoffher et al., JAP, 2010

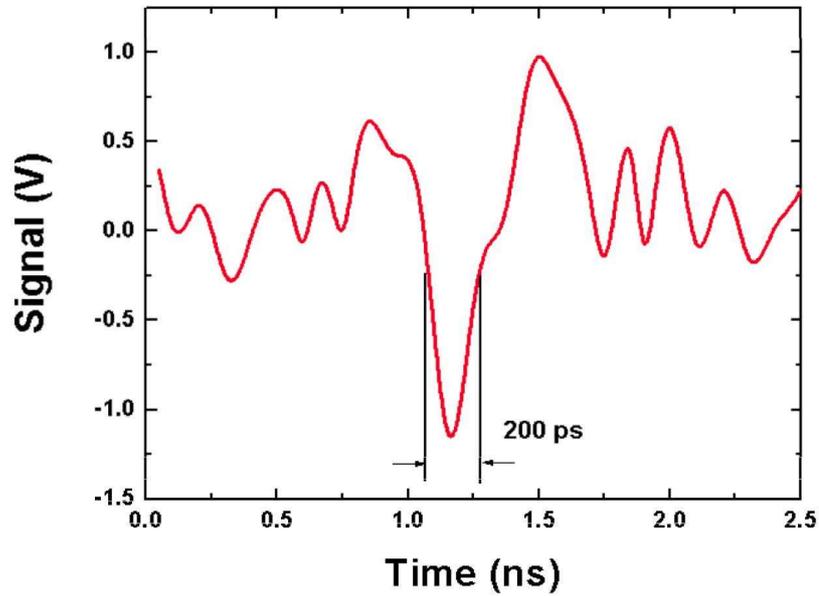
2) Семинар ИФМ РАН по физике твердого тела. А.Д. Семёнов, «Сверхпроводниковые детекторы когерентного синхротронного излучения» - 24 октября 2011.

### Аннотация.

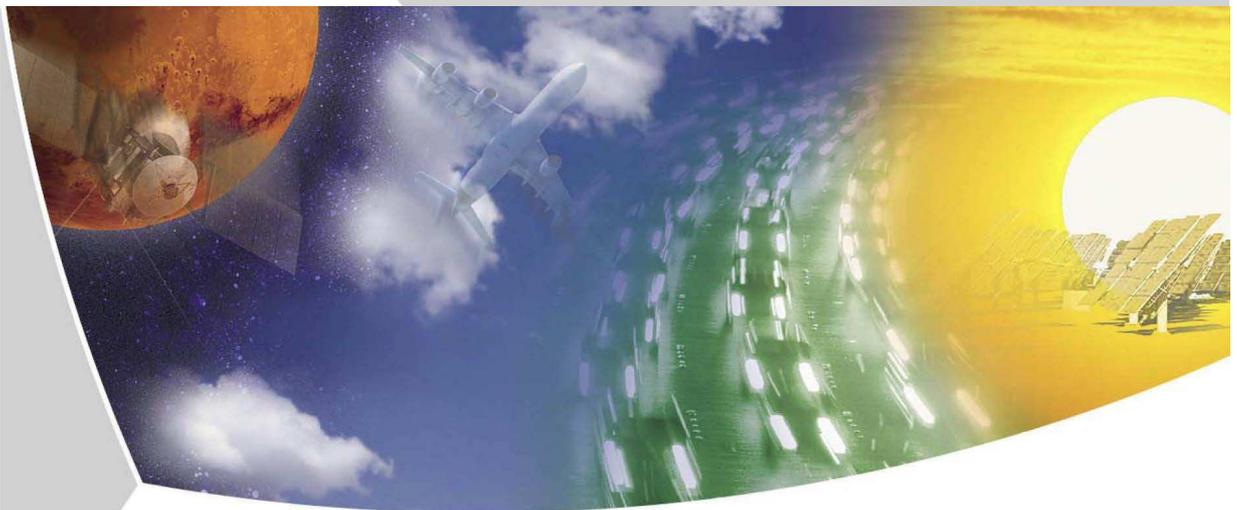
В презентации, посвященной детекторам терагерцового когерентного синхротронного излучения на основе микромостиков из пленок высокотемпературных сверхпроводников, были изложены физические принципы работы накопительных колец ускорителей электронов в качестве источников излучения. В частности, были рассмотрены условия получения яркого когерентного терагерцового излучения путем сжатия электронных сгустков в накопительном кольце. Были обсуждены принципы конструирования и оптимизации детекторов, использующих микронные мостики из пленок YBCO нанометровой толщины, способы их оптической связи с излучением и неболометрические механизмы детектирования терагерцового излучения. В заключение были представлены примеры систем, включающих азотный криостат, смонтированный в нем детектор в оптическом держателе и интегрированную электронику, а также полученные с помощью таких систем результаты исследования когерентного синхротронного излучения.



## Coherent synchrotron radiation pulse recorded at ANKA



 Deutsches Zentrum  
DLR für Luft- und Raumfahrt e.V.  
in der Helmholtz-Gemeinschaft



## Superconducting Detectors for Coherent THz Synchrotron Radiation

A. Semenov

German Aerospace Center (DLR), Berlin, Germany

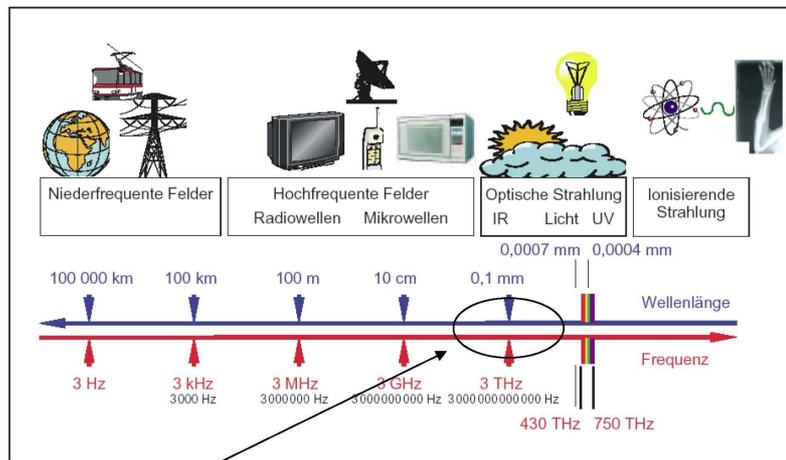
 Deutsches Zentrum  
DLR für Luft- und Raumfahrt e.V.  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

N. Novgorod, Russia, October 2011

## Outline

- THz-Synchrotron radiation
- Requirements to detectors
- Available detector technologies
- Superconducting detectors
- Outlook

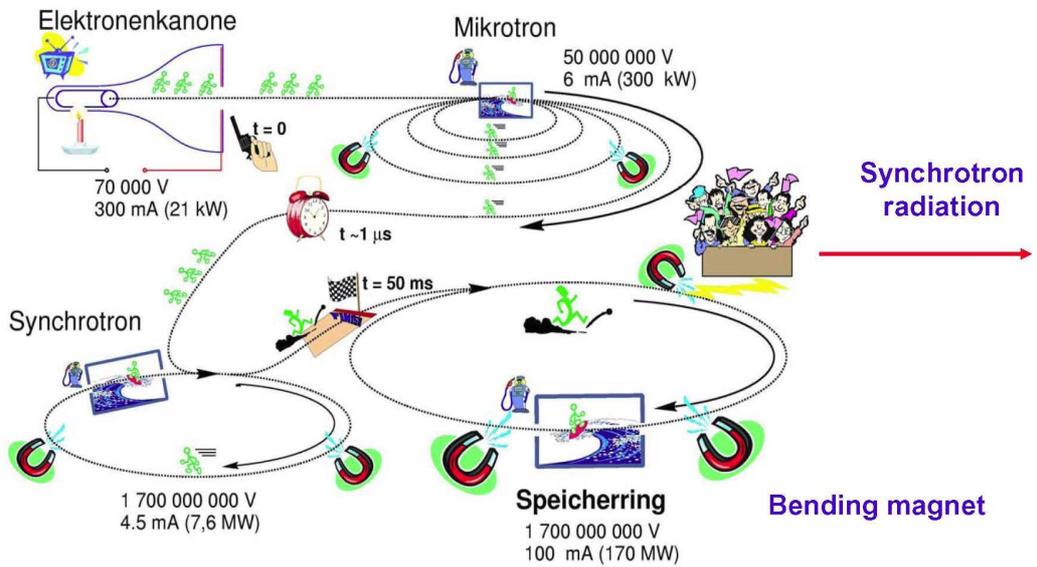
## Spectrum



Synchrotron radiation

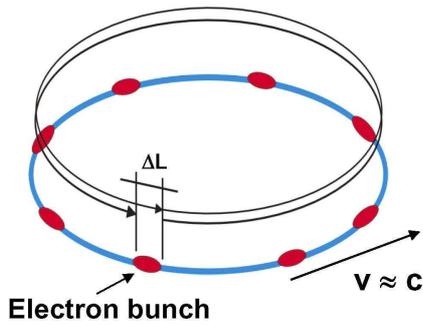
THz - Spectral range    **0.1 – 10 THz**    **3 mm – 30  $\mu$ m**    **3.3 – 330  $\text{cm}^{-1}$**     **0.4 – 40 meV**

## How synchrotron radiation appears

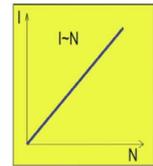


## Coherent THz radiation from a storage ring

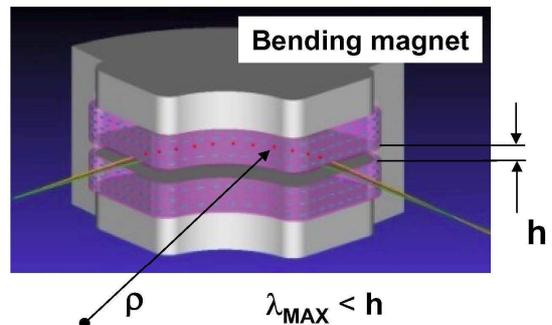
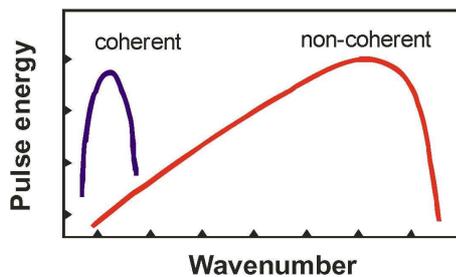
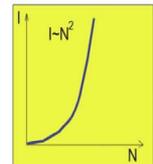
M. Abo-Bakr et al., Phys. Rev. Lett. 2003



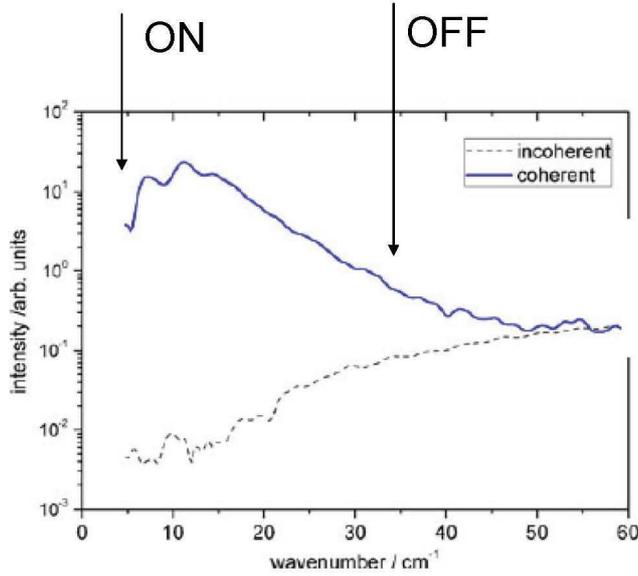
**non-coherent**  $\Delta L > \lambda$



**coherent**  $\Delta L < \lambda$



## Spectrum of THz-Synchrotron radiation



Spectrum of the coherent (low- $\alpha$  operation) and non-coherent (normal operation) THz radiation at MLS

$$\lambda_{\text{ON}} \approx \sqrt{\frac{4h^3}{\rho}} \Rightarrow 150 \text{ GHz (5 cm}^{-1}\text{)}$$

$\rho$  - Radius of the electron orbit in the magnet

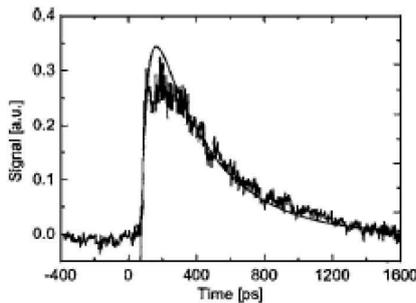
$$\lambda_{\text{OFF}} \approx 1/\Delta L \Rightarrow 1 \text{ THz (33 cm}^{-1}\text{)}$$

$$\Delta L \approx 0.3 \text{ mm}$$

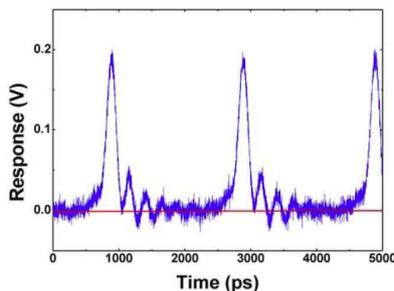
R. Mueller et al., J Infrared Millimeter Terahertz Waves (2011)



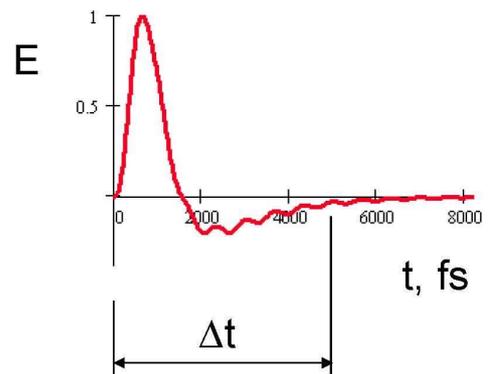
## Single-shot terahertz field



H.-W. Hübers et al., APL 2008



$$E(t) = \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 e^{-\frac{t}{\tau}} \int_{f-\frac{\Delta f}{2}}^{f+\frac{\Delta f}{2}} e^{-\left(\frac{f-f_0}{\Delta f}\right)^2} \sin(2\pi f t) df$$



$$\Delta t \approx 5 \text{ ps}$$

$$\Delta f \approx 1/\Delta t \approx 1 \text{ THz}$$

**Energy per pulse - a few pJ**





## Outline

- THz-Synchrotron radiation
- Requirements to detectors
- Available detector technologies
- Superconducting detectors
- Outlook

## Required detector parameters

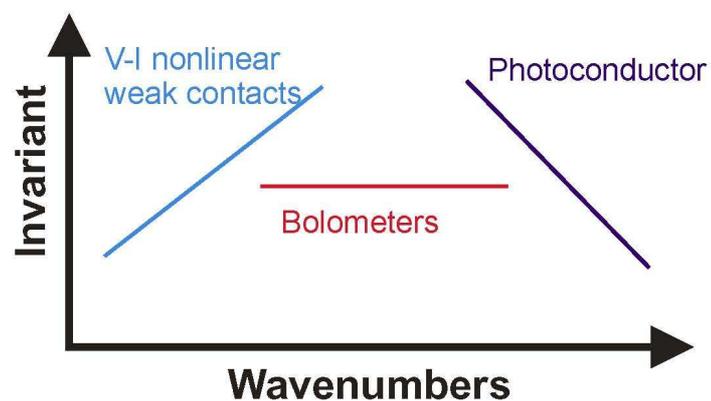
1. Bandwidth: 0.3 – 1.5 THz
2. Response time ( $\tau$ ): <1 ps
3. Detectivity: Able to detect 1 pJ spread over 10 cm<sup>2</sup>
4. Noise equivalent power (NEP):  $10^{-8}$  W Hz<sup>-1/2</sup> at T = 300 K

## Outline

- THz-Synchrotron radiation
- Requirements to detectors
- Available detector technologies
- Superconducting detectors
- Outlook

## Available detector technologies

In terms of the invariant:  $NEP \tau^{1/2}$





## What is in use?

Si composite bolometer	$10^{-14} \text{ W Hz}^{-1/2}$ ; 80 kHz ( <b>15 <math>\mu\text{sec}</math></b> ); full THz range
InSb hot-electron bolometer	$10^{-12} \text{ W Hz}^{-1/2}$ ; 400 MHz ( <b>10 nsec</b> ); < 1 THz
Golay cell detector	$10^{-10} \text{ W Hz}^{-1/2}$ ; 12 Hz ( <b>50 msec</b> ); full THz range
Pyroelectric detector	$> 10^{-9} \text{ W Hz}^{-1/2}$ ; kHz ( <b>a few msec</b> ); full THz range

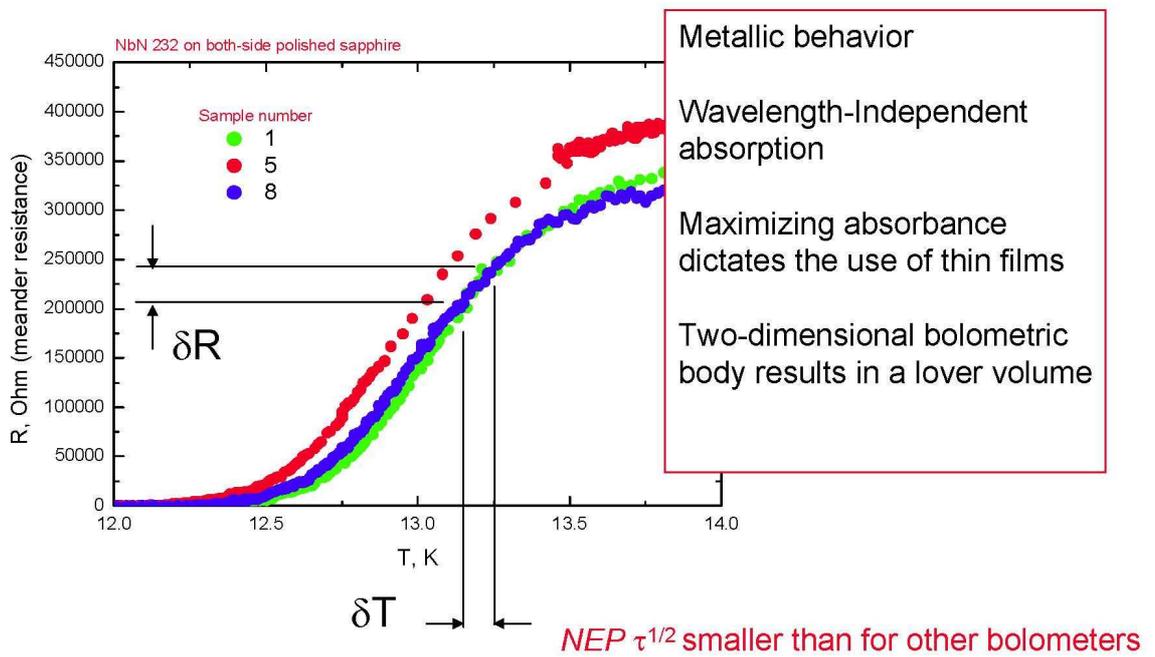
## Too slow for ps-physics at THz frequencies



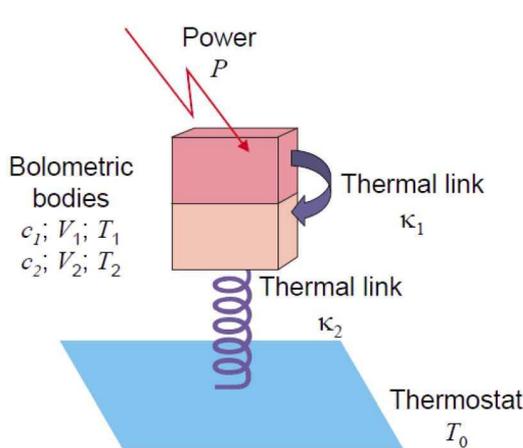
## Outline

- THz-Synchrotron radiation
- Requirements to detectors
- Available detector technologies
- **Superconducting detectors**
- Outlook

## Advantages of superconducting bolometers



## Bolometers – direct detector



$\kappa_1 \gg \kappa_2$  microbolometer  
 $\kappa_1 \ll \kappa_2$  hot-electron bolometer

$$c_1 V \frac{d}{dt} (T_1 - T_0) = P - \frac{T_1 - T_0}{\tau} c_1 V$$

$$P = \kappa_2 (T_2 - T_0) = \kappa_1 (T_1 - T_2)$$

$$S = \frac{T_1 - T_0}{P} = \frac{1}{\kappa}; \quad \tau = c_1 V \frac{1}{\kappa}$$

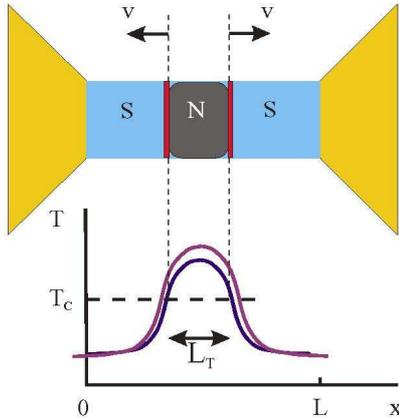
$$\kappa = \frac{\kappa_1 \kappa_2}{\kappa_1 + \kappa_2}$$

$$\delta T_{\infty}^2 = \frac{k_B T^2}{cV} \frac{1}{\Delta F}; \quad \Delta F = \frac{1}{\tau}$$

$$NEP = \frac{\sqrt{\delta T_{\infty}^2}}{S} = T \sqrt{k_B \kappa}$$

$$Inv = NEP \tau^{1/2} = T \sqrt{k_B cV}$$

## Normal domain in the bolometer (hot-spot model)



$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{v} \frac{\partial T}{\partial t}$$

$$v(j) = \left( \alpha \frac{D}{\tau_E} \right)^{1/2} (j - j_m) \theta^{-1/2}$$

D. Wilms Floet et al. (1999) – R(T) transition

$$-K \frac{d^2 T_e}{dx^2} + \frac{C_e}{\tau_e} (T_e - T_0) = j^2 \rho_n + P_{RF} \quad (\text{inside hot spot}),$$

$$-K \frac{d^2 T_e}{dx^2} + \frac{C_e}{\tau_e} (T_e - T_0) = P_{RF} \quad (\text{outside hot spot}),$$

Semenov and Hübers (2001) – Bandwidth

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) + j^2 \rho - c \frac{T - T_0}{\tau} + P e^{i\omega t}$$

$$\delta R = \delta P \frac{2\rho}{wd} \frac{\sqrt{D\tau}}{P + j^2 \rho}$$

$$\frac{1}{i\omega \tau + D\tau \frac{\omega^2}{v^2} + \frac{4j^2 \rho}{j^2 \rho + P} \frac{\sqrt{D\tau}}{L} + 1}$$

## Superconducting materials

	Substrate/ n	T <sub>c</sub> K	τ ns	NEP W Hz <sup>-1/2</sup>
Nb	SiO <sub>2</sub> / 1.16 Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> / 2.4	8	20	10 <sup>-13</sup>
NbN	Si / 3.4 Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> / 2.4 MgO / 1.7	10	0.05	10 <sup>-12</sup>
MgB <sub>2</sub>	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> / 2.4	35	0.5	10 <sup>-10</sup>
YBaCuO	MgO / 1.7 Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> / 2.4	80	0.01*	10 <sup>-8</sup>

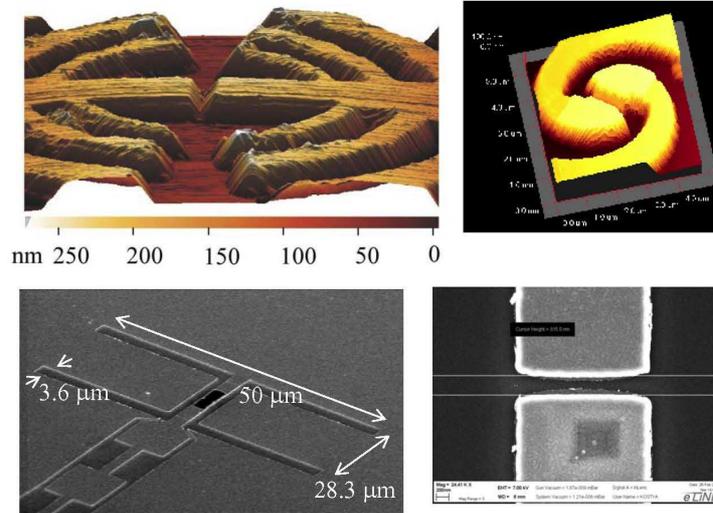
\* Two-component response

$$Inv = NEP \tau^{1/2} = T \sqrt{k_B c V}$$



## Nano-lithography for radiation coupling

Planar gold antennas – THz radiation



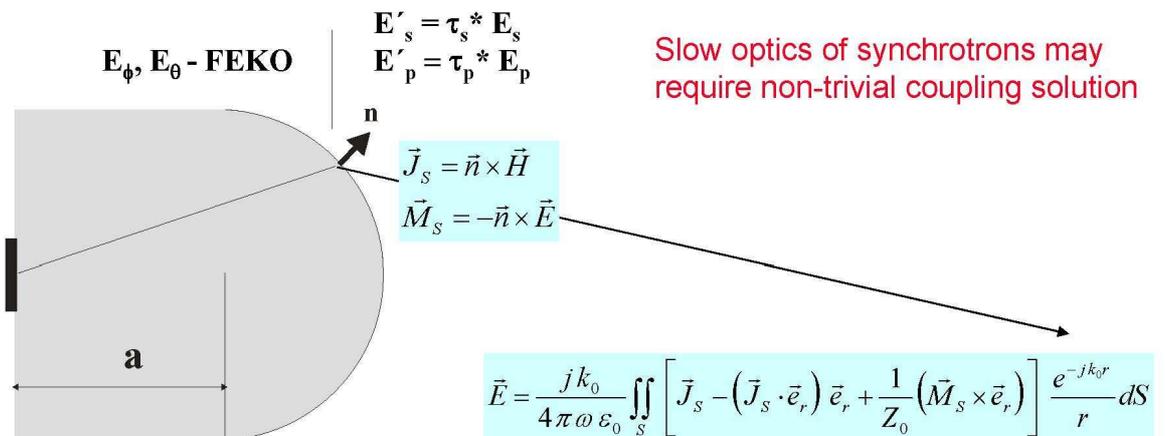
**Bolometer size 1500 x 150 nm**



## Modeling radiation coupling

The full method of momentum (MoM) for the feed antenna – using **FEKO** software package

Physical ray-tracing – to evaluate the collimating action of the lens

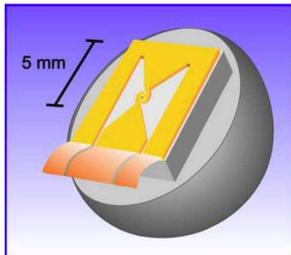
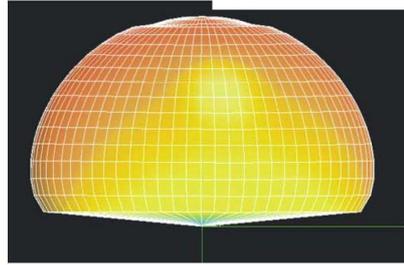




## Radiation pattern



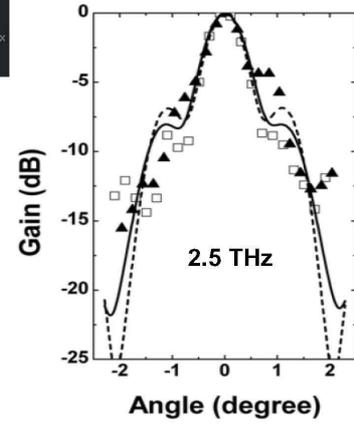
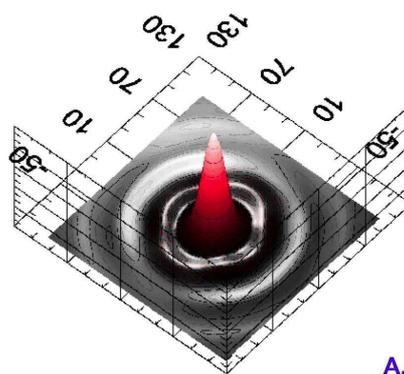
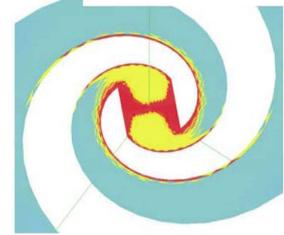
Planar antenna



R. Nebosis et al, 1995



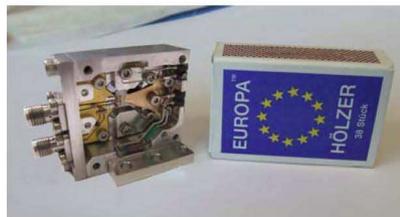
## Current distribution



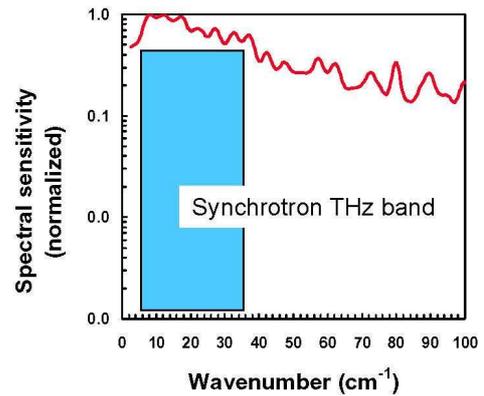
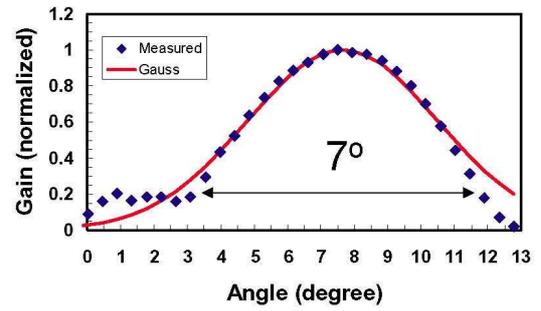
A. Semenov et al., IEEE MTT 55, 239 (2007)



## Packaging



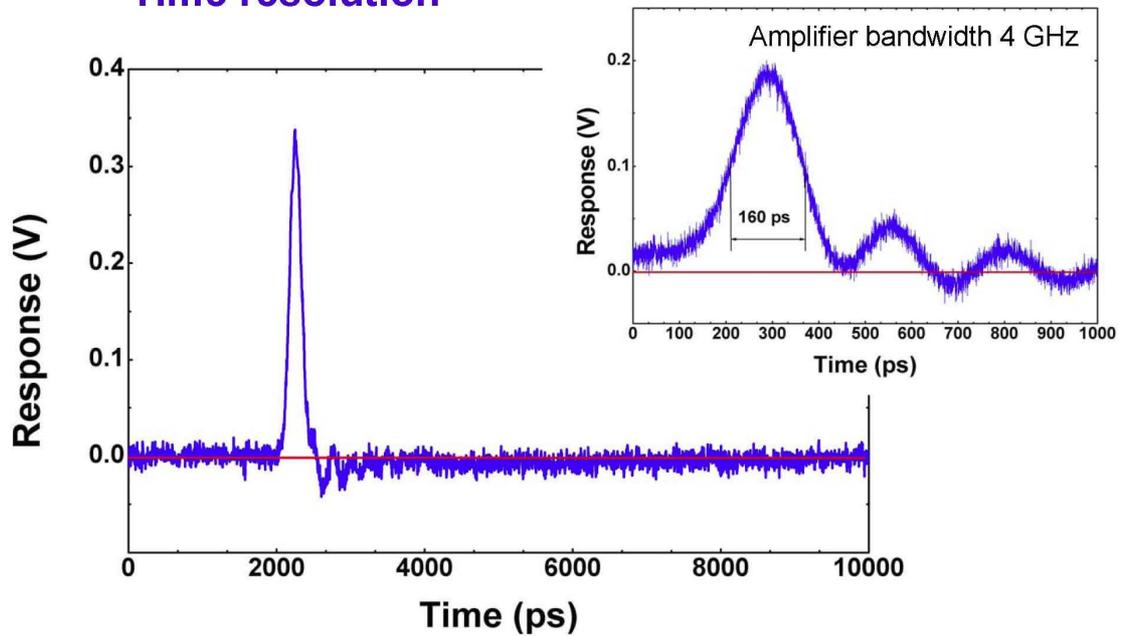
## Detector System (NbN)



Delivered to ANKA and MLS



## Time resolution



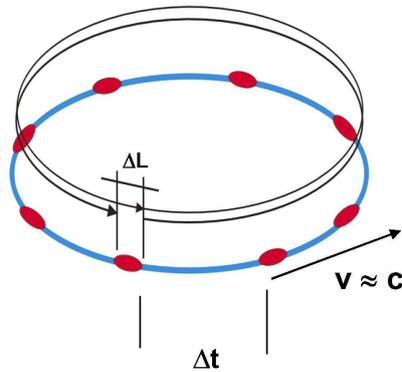
Radiation pulses from single electron bunches detected at LMS



# What can be done at synchrotron with a superconducting detector

One dimensional crystal with periodic boundary conditions – phonon modes

← Instabilities



Revolution frequency – 6.25 MHz  
Pulse repetition frequency – 500 MHz

← Jitter in the arrival time

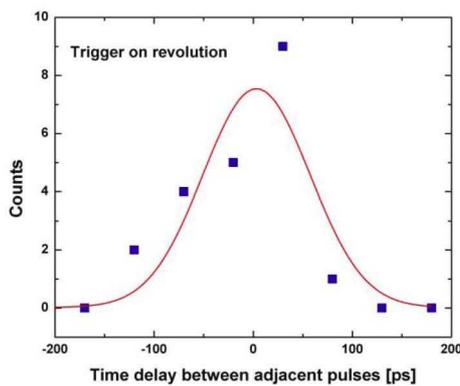
Time delay between bunches – 2 ns

Additional sources of the jitter:  
Impedance of the slit in the bending magnet  
Microbunching

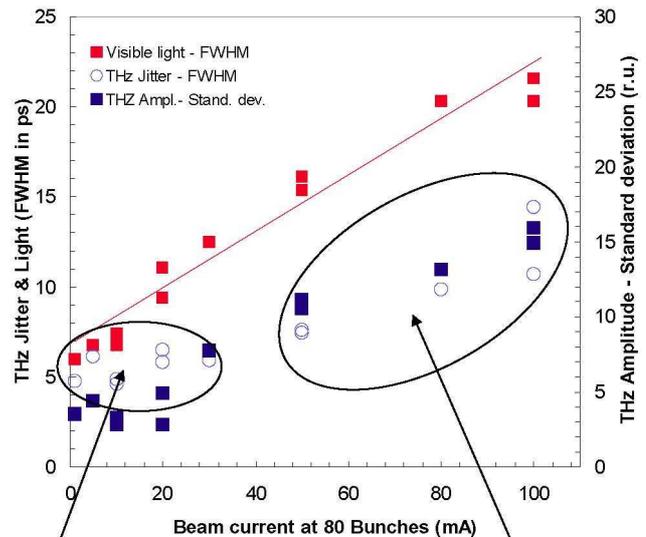


## Jitter in the arrival time of THz pulses

Jitter and amplitude fluctuations



Trigger on revolution – 6.25 MHz

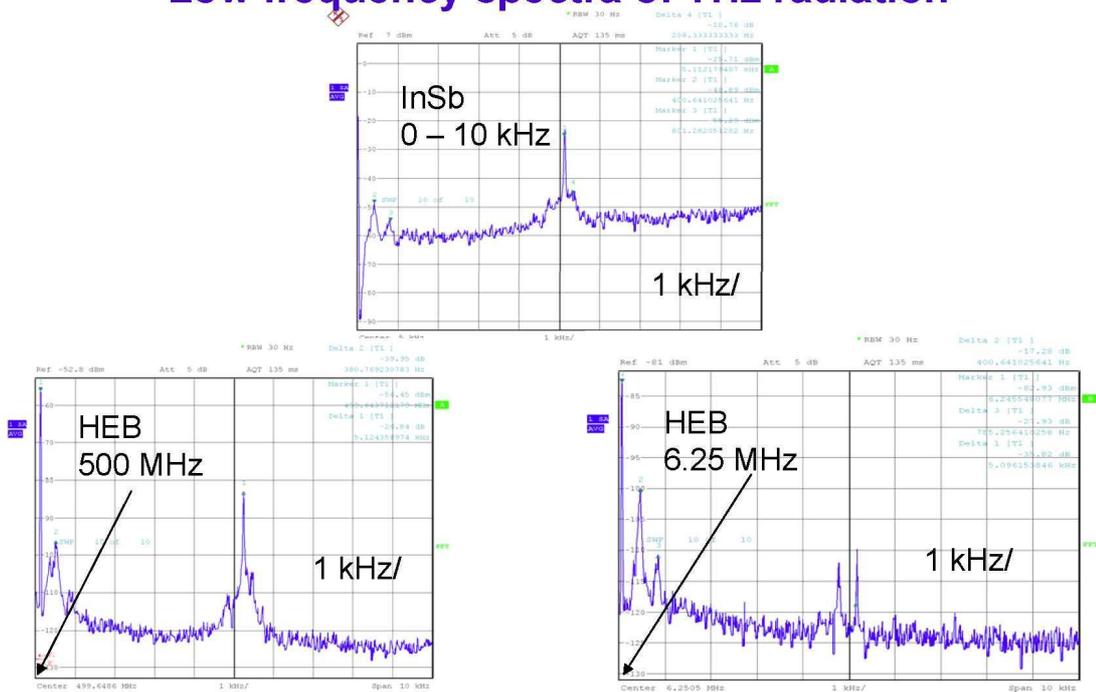


Coherent radiation

Non-coherent radiation



## Low frequency spectra of THz radiation



Date: 29.JUL.2011 10:40:38  
 Deutsches Zentrum  
 DLR für Luft- und Raumfahrt e.V.  
 in der Helmholtz-Gemeinschaft

Date: 29.JUL.2011 10:37:38

## YBCO detectors are even more promising...

### YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> quasioptical detectors for fast time-domain analysis of terahertz synchrotron radiation

P. Probst,<sup>1,a)</sup> A. Scheuring,<sup>1</sup> M. Hofherr,<sup>1</sup> D. Rall,<sup>1</sup> S. Wunsch,<sup>1</sup> K. Il'in,<sup>1</sup> M. Siegel,<sup>1</sup> A. Semenov,<sup>2</sup> A. Pohl,<sup>3</sup> H.-W. Hübers,<sup>2,3</sup> V. Judin,<sup>4</sup> A.-S. Müller,<sup>4</sup> A. Hoehl,<sup>5</sup> R. Müller,<sup>5</sup> and G. Ulm<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Institute of Micro- and Nanoelectronic Systems, Karlsruhe Institute of Technology, Hertzstrasse 16, 76187 Karlsruhe, Germany

<sup>2</sup>Institute of Planetary Research, DLR e.V., Rutherfordstrasse 2, 12489 Berlin-Adlershof, Germany

<sup>3</sup>Institute of Optics and Atomic Physics, Technical University of Berlin, 10623 Berlin, Germany

<sup>4</sup>Laboratory for Applications of Synchrotron Radiation, Karlsruhe Institute of Technology, Engesser Strasse 15, 76131 Karlsruhe, Germany

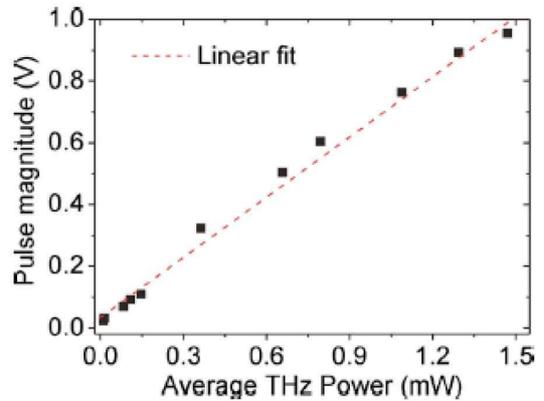
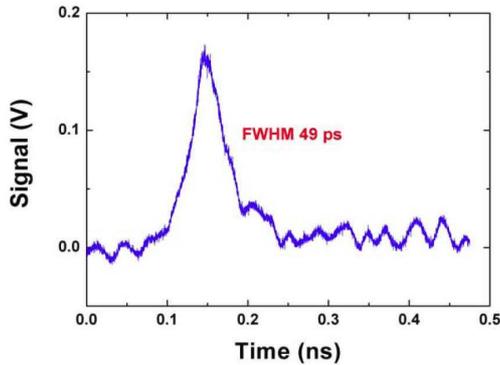
<sup>5</sup>Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Abbestrasse 2-12, 10587 Berlin, Germany

Deutsches Zentrum  
 DLR für Luft- und Raumfahrt e.V.  
 in der Helmholtz-Gemeinschaft

## YBCO detector

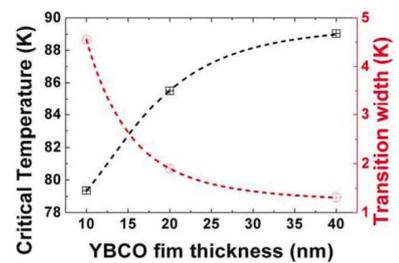
P. Probst et al., APL 2011

Radiation pulses from single electron bunches detected at MLS



FWHM of 23 ps has been demonstrated !  
(Summer 2011)

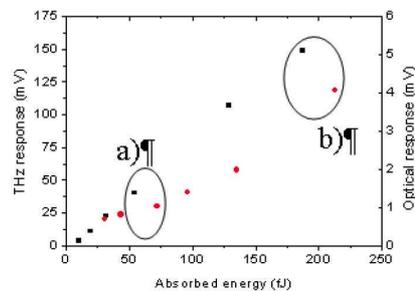
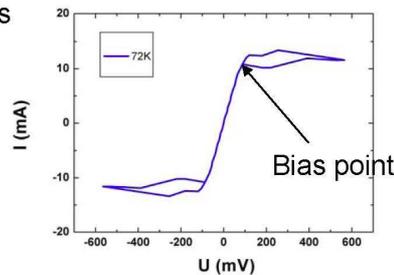
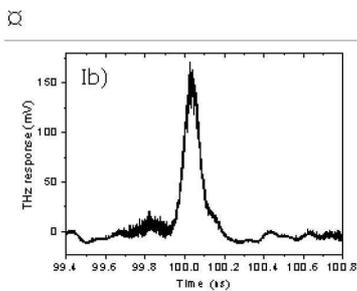
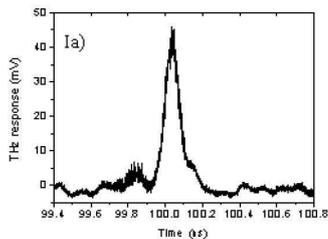
Layer sequence of the detector  
 $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{CeO}_2 - \text{PBCO} - \text{YBCO} - \text{PBCO}$



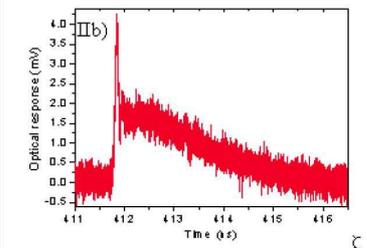
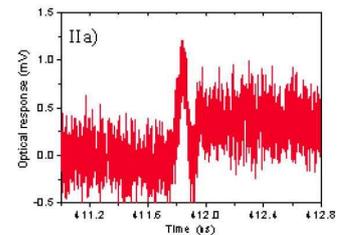
 Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt e.V.  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

## Nonbolometric response at THz-Frequencies

Synchrotron THz source / 6 ps



Ti-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Laser / 15 fs



 Deutsches Zentrum  
für Luft- und Raumfahrt e.V.  
in der Helmholtz-Gemeinschaft

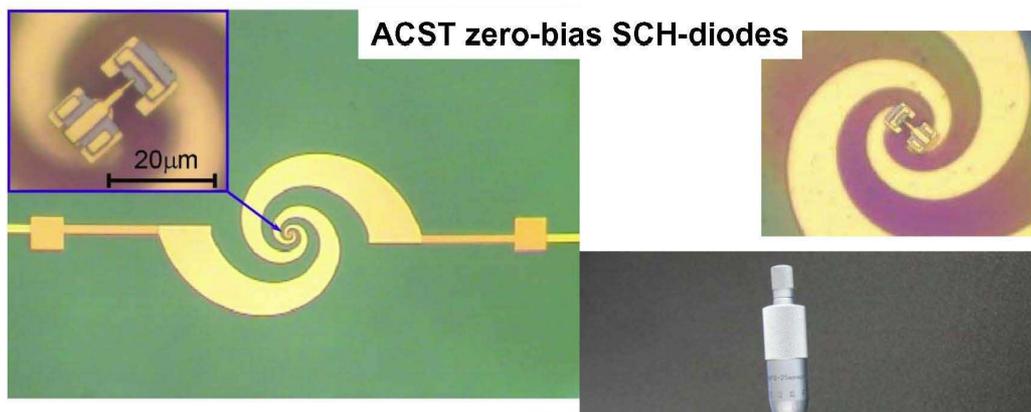


## Outlook - detector system

- A. Detector systems suitable for monitoring coherent synchrotron radiation
- B. System time resolution less than 50 ps along with the detectivity sufficient for non-coherent radiation
- C. New materials and read-out techniques for system time resolution less than 10 ps are under study

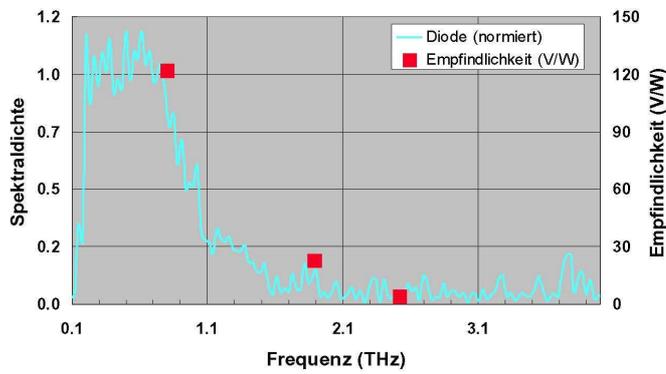


## Schottky-Diode fast detector





## Spectral sensitivity and linearity



**NEP at 800 GHz**  
 $\approx 10^{-8} \text{ W Hz}^{-1/2}$

