

Академия наук РФ
Институт физических проблем
им. П.Л. Капицы

Зотова Елена Анатольевна

Спектроскопия двумерных электронных систем над поверхностями твердых криодиэлектриков

Дипломная работа на соискание
ученой степени магистра

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Завьялов В.В.

Москва 2001г.

Содержание

Введение	2
1 Физическая система.	4
2 Конструкция экспериментальной установки.	8
2.1 Оптический криостат	8
2.2 Схема измерения фоторезонансного поглощения. [8]	9
2.3 Радиочастотный датчик электронов.	9
3 ДИК-техника.	9
3.1 Источники излучения.	9
3.1.1 Альтернативные источники излучения.	9
3.1.2 Лазер на парах воды.	10
3.2 Приемники в ДИК области.	16
3.2.1 Охлаждаемый Ge-фотоприемник.	16
3.2.2 Охлаждаемый InSb-фотоприемник.[25, 27]	17
3.2.3 Боллометрический приемник излучения.	18
3.3 Элементы оптического тракта.	18
3.3.1 Зеркала.	18
3.3.2 Линзы и окна.	18
3.3.3 Поляризаторы.	21
4 Автоматизация измерений.	21
4.1 Аппаратное обеспечение.	24
Заключение	27

Введение.

Данная работа посвящена подготовке эксперимента по спектроскопии электронной системы над поверхностью твердого водорода. Электронные системы над поверхностями жидких и твердых диэлектриков в последнее время неоднократно подвергались всестороннему изучению. Однако, основное внимание уделялось, во-первых, электронным системам над жидким гелием, а во-вторых, методам изучения двумерных электронных систем основанным на их движении вдоль поверхности. Такие методы позволяют узнать многие характеристики двумерных электронных систем со свободным движением вдоль поверхности, такие как подвижность и эффективная масса. Спектроскопические же методы считались вспомогательными. Поэтому, а так же потому, что они более сложны в технической реализации спектроскопии электронных систем вообще и электронов над твердым водородом в частности посвящено всего несколько работ [8, ?]. Однако же электронные системы над твердым водородом имеют ряд преимуществ по сравнению с жидким гелием. Во-первых, они позволяют работать при несколько более высоких температурах, что снижает требования к низкотемпературной части, а во-вторых, твердая поверхность не деформируется под действием поля электронной системы, что позволяет создавать большие концентрации электронов, тогда как над жидкими подложками это приводит к макроскопической неустойчивости и самопроизвольному сбросу плотности электронов.

Ранее изучались в основном двумерные электронные состояния со свободным движением вдоль поверхности. Локализованные же вдоль поверхности состояния считались неинтересными для изучения. Сейчас интерес к изучению управляемых двумерных локализованных состояний появился благодаря попыткам реализовать на такого рода физических системах q-биты квантового компьютера. Нужно отметить, что для изучения локализованных двумерных состояний динамические методы, основанные на подвижности электронов вдоль поверхности не пригодны, и в свете этого освоение спектроскопических методов приобретает особую ценность.

Первой работой последовательно введившей понятия квантового компьютера, его математической модели, независимой от физической реализации, квантового алгоритма, а так же посвященной поиску задач для которых оправдано применение квантовых алгоритмов была, по-видимому, книга Ю.И. Манина «Вычислимое и невычислимое», вышедшая в 1980г. После этого математиками была начата активная работа по поиску эффективных квантовых алгоритмов. Они обсуждались, например, в работах Р.Фейнмана и других авторов. В 1985 году Д.Дойч предложил конкретную математическую модель — квантовую машину Тьюринга, а в 1989 году — эквивалентную, но более удобную модель — квантовые схемы. Современное состояние математической теории квантовых вычислений отражено в [1].

Естественно задать два вопроса.

1. Для каких задач квантовое вычисление даёт выигрыш по сравнению с классическим?
2. Какую систему можно использовать для физической реализации квантового компьютера?

По поводу первого вопроса сейчас известно следующее. Во-первых, на квантовом компьютере можно моделировать любую квантовую систему за *полиномиальное* число шагов. Это позволит (при наличии квантового компьютера) предсказывать свойства молекул и кристаллов, проектировать микроскопические электронные устройства размером в несколько десятков ангстрем. (Сейчас такие устройства находятся на пределе технологических возможностей, но в будущем они, вероятно, будут применяться в обычных компьютерах.) Второй пример — разложение на множители и аналогичные теоретико-числовые задачи, связанные с абелевыми группами. В 1994 году П. Шор (P. Shor) придумал квантовый алгоритм, позволяющий разложить на простые множители число из n знаков за $n^3(\log n)^k$ шагов ($k = \text{const}$). Этот красивый результат может иметь скорее вредное, чем полезное применение: разлагая числа на множители, можно подбирать ключи к шифрам, подделывать электронные подписи и т.д. Третий пример — это поиск нужной записи в неупорядоченной базе данных. Здесь выигрыш не столь значителен: для нахождения одной записи из N требуется порядка \sqrt{N} операций на квантовом компьютере вместо N операций на классическом. На этом список известных примеров заканчивается — не потому что квантовые компьютеры бесполезны для других задач, а потому что теория квантовых вычислений пока не разработана.

Физическая реализация квантового компьютера — чрезвычайно интересная, но сложная задача. Ещё несколько лет назад высказывались сомнения в её принципиальной разрешимости. Дело в том, что любое унитарное преобразование можно реализовать лишь с некоторой точностью. Кроме того, систему спинов или аналогичную квантовую систему нельзя полностью защитить от возмущений со стороны окружающей среды. Всё это должно приводить к погрешностям, которые будут накапливаться в процессе вычисления. Через $L \sim \delta^{-1}$ шагов (где δ — точность каждого унитарного преобразования) вероятность ошибки станет порядка единицы. К счастью, эту трудность можно преодолеть, используя

квантовые коды, исправляющие ошибки. В 1996 году П. Шор предложил схему коррекции ошибок в процессе квантового вычисления (fault-tolerant quantum computation), которая была вскоре усовершенствована. Окончательный результат состоит в следующем. Существует некоторое пороговое значение точности δ_0 , такое что при $\delta < \delta_0$ возможно сколь угодно длинное квантовое вычисление. Однако, при $\delta > \delta_0$ ошибки накапливаются быстрее, чем их удается исправлять. По разным оценкам, δ_0 лежит в интервале от 10^{-2} до 10^{-6} (точное значение зависит от характера возмущений и используемой схемы коррекции ошибок.)

Итак, *принципиальных* препятствий для реализации квантового компьютера нет. Однако задача это очень трудна. В самом деле, необходимо удовлетворить нескольким почти несовместимым требованиям.

1. Элементы квантового компьютера — квантовые биты (спины или что-то подобное) — должны быть изолированы друг от друга и от окружающей среды.
2. Необходимо иметь возможность избирательного воздействия на пару квантовых битов. (Возможно, потребуется несколько типов воздействия на одну и ту же пару, описываемых различными унитарными операторами.)
3. Каждый из унитарных операторов должен быть реализован с точностью $\delta < \delta_0$ (см. выше).
4. Реализуемые операторы должны быть достаточно нетривиальны. Точнее говоря, они должны образовывать *полный базис*, чтобы любой другой оператор в определённом смысле выражался через них.

В настоящее время существует несколько подходов к проблеме реализации квантового компьютера.

Отдельные атомы или ионы. Это первая и наиболее хорошо разработанная идея, она существует в нескольких вариантах. Для представления квантового бита можно использовать как обычные электронные уровни, так и уровни тонкой и сверхтонкой структуры. Имеется экспериментальная техника, позволяющая удерживать отдельный ион или атом в ловушке из постоянного магнитного или переменного магнитного или переменного электрического поля в течение длительного времени (порядка 1 часа). Ион можно «охладить» (т.е. погасить колебательное движение) при помощи лазерного луча. Подбирая длительность и частоту лазерных импульсов, можно приготовить произвольную суперпозицию основного и возбуждённого состояния. Таким образом, управлять отдельным ионом достаточно легко. В ловушку можно также поместить два или большее число ионов на расстоянии несколько микрон друг от друга и управлять каждым из них в отдельности. Однако организовать взаимодействие между ионами достаточно трудно. Для этой цели предложено использовать коллективные колебательные моды ионов (обычные механические колебания с частотой в несколько мегагерц). Другой способ (для нейтральных атомов): поместить атомы в отдельные электромагнитные резонаторы, связанные друг с другом (пока непонятно, как это реализовать технически). Наконец, третий способ: при помощи нескольких лазерных лучей можно создать периодический потенциал («оптическую решетку»), удерживающий невозбужденные атомы. При этом возможна ситуация, когда возбужденные атомы могут свободно двигаться. Таким образом, возбуждая на короткое время один из атомов, мы заставляем его взаимодействовать с соседями. Это направление экспериментальной физики сейчас быстро развивается и, по-видимому, имеет некоторые перспективы.

Ядерный магнитный резонанс. В молекуле с несколькими *различными* ядерными спинами произвольное унитарное преобразование можно реализовать при помощи последовательности импульсов магнитного поля. Это было проверено экспериментально при комнатной температуре. Однако для приготовления начального состояния необходима температура $< 10^{-3}$ К. Помимо трудностей с охлаждением, при такой температуре возрастают нежелательные взаимодействия молекул друг с другом. Кроме того, непонятно, как избирательно воздействовать на данный спин, если в молекуле есть несколько одинаковых спинов.

Системы сверхпроводящих гранул. При сверх низких температурах единственной степенью свободы микроскопической сверхпроводящей гранулы (диаметром в несколько сотен ангстрем) является ее заряд. Он может изменяться на величину, кратную двум зарядам электрона (поскольку электроны в сверхпроводнике связаны в пары). Меняя внешний электрический потенциал, можно добиться такой ситуации, когда два зарядовых состояния будут иметь почти одинаковую энергию. Эти два состояния можно использовать в качестве базисных состояний квантового бита. Гранулы взаимодействуют

между собой посредством джозефсоновских контактов и взаимной электрической ёмкости. Этим взаимодействием можно управлять. Основная трудность состоит в том, что нужно управлять каждой гранулой в отдельности, причем с высокой точностью. По-видимому, этот подход перспективен, но для его реализации потребуются создание новой технологии.

Анионы. Анионы — это особые возбуждения двумерных квантовых системах, в частности, в двумерной электронной жидкости в магнитном поле.

Все частицы в трёхмерном пространстве являются либо бозонами, либо фермионами. Волновая функция бозонов не меняется при перестановке двух частиц, а волновая функция фермионов умножается на -1 . В любом случае при возвращении каждой из частиц на прежнее место состояние системы не меняется. В двумерных системах возможно более сложное поведение. Заметим, что речь идёт не об элементарных частицах типа электрона, а о возбуждениях, или дефектах в двумерной жидкости. Такие возбуждения похожи на «настоящие» частицы, но обладают некоторыми необычными свойствами, например возбуждение может иметь дробный электрический заряд. При движении одного возбуждения *вокруг другого* состояние окружающей их электронной жидкости меняется строго определённым образом, зависящим от типа возбуждений и от *топологии* пути, но не от конкретной траектории. Возбуждения с таким свойством называются *абелевыми анионами*.

Более интересны *неабелевы анионы*, которые пока не наблюдались экспериментально. При наличии нескольких неабелевых анионов состояние электронной жидкости является вырожденным, причем кратность вырождения экспоненциально зависит от числа анионов. Другими словами, существует не одно, а много состояний, которые могут образовывать произвольные квантовые суперпозиции. На такую суперпозицию нельзя никак воздействовать не перемещая анионы, поэтому она идеально защищена от возмущений. Если один анион «обвести» вокруг другого, суперпозиция подвергнется определённому унитарному преобразованию. Это преобразование является *абсолютно точным*. (Ошибка может возникнуть, только если анион «вырвется у нас из рук» вследствие квантового туннелирования).

Однако, проект с использованием анионов выглядит наименее реалистично. Прежде всего, абелевы анионы не годятся для квантовых вычислений, а неабелевы ещё только предстоит найти в эксперименте. Для реализации квантового компьютера нужно контролировать *каждую* из частиц, которые будут двигаться на расстояниях порядка долей микрона друг от друга. Это чрезвычайно сложная техническая задача. Правда, с учетом высоких требований к точности, осуществить любой из перечисленных выше проектов ни чуть не легче. Но идея *топологического квантового вычисления*, лежащая в основе подхода с анионами, может воплотиться каким-либо другим способом.

Двумерные локализованные электронные состояния над поверхностью диэлектрика с $(\epsilon - 1) \ll 1$. Одной из перспективных систем является система электронов над поверхностью одного из криодиэлектриков. Возможность использования этой системы в качестве основы квантового компьютера обсуждалась в [2, 3]. Электроны можно удерживать в потенциальных ямах, создаваемых перпендикулярным к поверхности неоднородным «прижимающим» электрическим полем. Изменяя глубину этой ямы для одного или нескольких электронов можно добиться того, что лазерное излучение, которым освещают систему, стало резонансным для них. Подбирая интенсивность излучения и длительность «импульса» (на самом деле управление длительностью осуществляется с помощью прижимающего поля) можно приготовить заданное начальное состояние, как одно из базисных, так и промежуточное. Взаимодействия между электронами можно добиться изменяя форму прижимающего потенциала.

1 Физическая система.

Электризация диэлектриков (то есть накопление зарядов на их поверхности) — одно из давно известных проявлений электричества. Тем не менее, электризация диэлектриков с восприимчивостью ϵ , близкой к 1 и с отрицательным сродством к электрону имеет особый характер. К таким диэлектрикам относятся изотопы гелия, водорода и неона в твердом и жидком состояниях.

Находясь вблизи поверхности диэлектрика, электрон притягивается к ней силами электрического изображения, но не может проникнуть внутрь среды из-за потенциальной ступеньки на ее поверхности высотой $V \sim 1\text{эВ}$. Иными словами, вблизи поверхности имеется потенциальная яма, в которой могут возникнуть энергетические уровни — связанные состояния электронов.

Оценим энергии этих уровней.

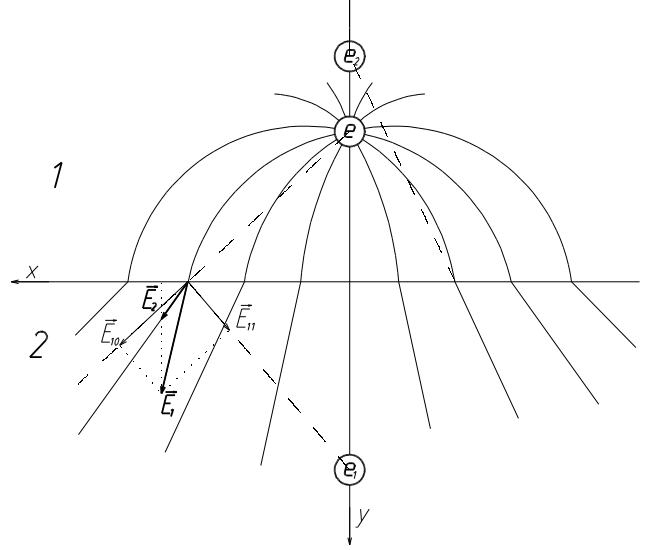
Сначала найдем потенциал сил изображения на далеких расстояниях от поверхности. Для этого воспользуемся методом изображений. [4]

Пусть на расстоянии h от поверхности раздела сред 1 и 2 с диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 соответственно находится заряд e . Тогда в среде 1 создается поле такое, как если бы по другую сторону от границы раздела на расстоянии h_1 находился заряд e_1 и пространство было однородным. То есть напряженность поля в среде 1 вблизи границы раздела есть

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{10} + \vec{E}_{11} = \frac{e}{\varepsilon_1 r^3} \vec{r} + \frac{e_1}{\varepsilon_1 r_1^3} \vec{r}_1.$$

В среде 2 поле совпадает с полем точечного заряда e_2 , находящегося по ту же сторону от границы раздела что и e на расстоянии h_2 от нее, только в однородной среде с диэлектрической проницаемостью ε_2 . То есть напряженность поля в среде 2 вблизи границы раздела есть

$$\vec{E}_2 = \frac{e_2}{\varepsilon_2 r_2^3} \vec{r}_2.$$



Или в проекциях на оси

$$\begin{aligned} (x) \quad E_{1x} &= \frac{e}{\varepsilon_1 r^2} \cos \alpha + \frac{e_1}{\varepsilon_1 r_1^2} \cos \alpha_1; & E_{2x} &= \frac{e_2}{\varepsilon_2 r_2^2} \cos \alpha_2; \\ (y) \quad E_{1y} &= \frac{e}{\varepsilon_1 r^2} \sin \alpha - \frac{e_1}{\varepsilon_1 r_1^2} \sin \alpha_1; & E_{2y} &= \frac{e_2}{\varepsilon_2 r_2^2} \sin \alpha_2. \end{aligned}$$

В соответствии с граничными условиями

$$\begin{aligned} E_{1x} &= E_{2x}; \\ D_{1y} &= D_{2y}, \quad \text{то есть} \quad \varepsilon_1 E_{1y} = \varepsilon_2 E_{2y}. \end{aligned}$$

То есть для любых расстояний x вдоль поверхности должно выполняться

$$\begin{cases} \frac{ex}{\varepsilon_1(x^2+h^2)^{3/2}} + \frac{e_1x}{\varepsilon_1(x^2+h_1^2)^{3/2}} = \frac{e_2x}{\varepsilon_2(x^2+h_2^2)^{3/2}}; \\ \frac{eh}{(x^2+h^2)^{3/2}} - \frac{e_1h_1}{(x^2+h_1^2)^{3/2}} = \frac{e_2h_2}{(x^2+h_2^2)^{3/2}}, \end{cases}$$

что возможно только при $h = h_1 = h_2$. Тогда все сводится к

$$\begin{cases} \frac{e+e_1}{\varepsilon_1} = \frac{e_2}{\varepsilon_2}, \\ e - e_1 = e_2; \end{cases}$$

откуда

$$e_1 = e \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}; \quad e_2 = e \frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}.$$

Таким образом заряд взаимодействует (при $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ притягивается) с поверхностью с силой

$$F(h) = \frac{ee_1}{\varepsilon_1(2h)^2} = \frac{e^2}{4h^2\varepsilon_1} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2},$$

а энергия их взаимодействия составляет

$$W(z) = \int_z^\infty F(h) dh = \frac{e^2}{4h\varepsilon_1} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}.$$

При $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = \varepsilon > 1$ получаем известную [8] формулу

$$W(z) = -\frac{e^2(\varepsilon - 1)}{4(\varepsilon + 1)z}.$$

	$Q, \times 10^{-3}$	T_3, K	$P_3, \text{мм.рт.ст}$	$E_1, \text{ТГц}$	$z_1, \text{Å}$
He_3	5.23			0.090	153
He_4	6.95			0.159	115
$H_2, \text{ж}$	26	14.0	54	2.14	31
$H_2, \text{тв}$	32			3.24	25
$D_2, \text{ж}$	31	18.7	128.5	2.96	27
$D_2, \text{тв}$	36			3.99	23
$Ne, \text{ж}$	22	24.6	324	1.29	40.5
$Ne, \text{тв}$	27			1.95	33

Таблица 1: Параметры диэлектриков с $(\varepsilon - 1) \ll 1$. T_3 и P_3 — температура и давление в тройной точке. E_1 и z_1 — расчетные значения энергии связи электрона и его расстояния до поверхности в основном состоянии.

Итак, на далеких расстояниях от поверхности потенциал сил изображения равен [8]:

$$\varphi(z) = -\frac{e(\varepsilon - 1)}{4(\varepsilon + 1)z} = -\frac{Qe}{z}, \quad (1)$$

где z — координата вдоль нормали к поверхности, а $Q = \frac{e(\varepsilon - 1)}{4(\varepsilon + 1)}$. На близких расстояниях $\varphi(z)$ отклоняется от (1), но мы этого учитывать не будем. Потенциальная ступенька на поверхности очень высока и в первом приближении можно принять, что $\varphi(z) = +\infty$ при $z \leq 0$. Спектр энергетических уровней электрона в такой потенциальной яме хорошо известен [5]:

$$E_n = -\frac{Q^2 m e^4}{2\hbar^2 n^2}. \quad (2)$$

Среднее удаление электрона от поверхности на n -ном энергетическом уровне равно:

$$\langle z_n \rangle = \frac{3}{2} n^2 \frac{a_0}{Q}, \quad (3)$$

где a_0 — боровский радиус. Малость $(\varepsilon - 1)$ обеспечивает выполнение условия $\langle z_1 \rangle \gg a_0$. Электрон локализован далеко от поверхности диэлектрика, следствием чего является его свобода для движения вдоль поверхности. Если же, как это бывает обычно, $(\varepsilon - 1) \gtrsim 1$ модель дает $\langle z_1 \rangle \sim a_0$. В этом случае электроны будут связаны с отдельными атомами вещества или дефектами поверхности, что дает картину обычной электризации. В работах [10, 11, 12, 13, 14, 15] стационарные состояния свободных электронов над поверхностями конденсированных гелия, водорода и неона наблюдались экспериментально. В таблице 1 приведены характеристики этих диэлектриков и расчетные значения энергий связи электронов E_1 и их среднего расстояния $\langle z_1 \rangle$ до поверхности. Для этих диэлектриков $E_1 \ll V$ и $\langle z_1 \rangle \gg a_0$, что оправдывает применение упрощенного модельного потенциала (1).

Если кинетическая энергия движения электронов вдоль поверхности $P_{\parallel}^2/2m^*$ много меньше $(E_2 - E_1)$, то возбужденные состояния электронами практически не заселены. Такие электроны образуют двумерную проводящую систему. Тот факт, что движение электрона вдоль поверхности является свободным, был экспериментально проверен В.С. Эдельменом [9] при изучении циклотронного резонанса. Измерения проведенные для гелия при температуре $T \approx 0.4 \text{ K}$, когда относительная ширина линии циклотронного резонанса мала показали, что при $\mathcal{E}_z \rightarrow 0$ для электронов, локализованных над He^4 , m^* совпадает с массой свободных электронов с точностью, лучшей $\sim 10^{-4}$.

Чтобы в эксперименте получить достаточно высокую концентрацию электронов на поверхности, нужно приложить перпендикулярное к ней статическое электрическое поле \mathcal{E}_z . При этом собственные значения энергии E_n изменяются благодаря появлению в потенциальной энергии добавки $e\mathcal{E}_z z$. В первом порядке теории возмущений поправки к энергии равны

$$\Delta E_n = e\mathcal{E}_z \langle z_n \rangle, \quad (4)$$

Возможность перестройки спектра значительно облегчает проведение измерений.

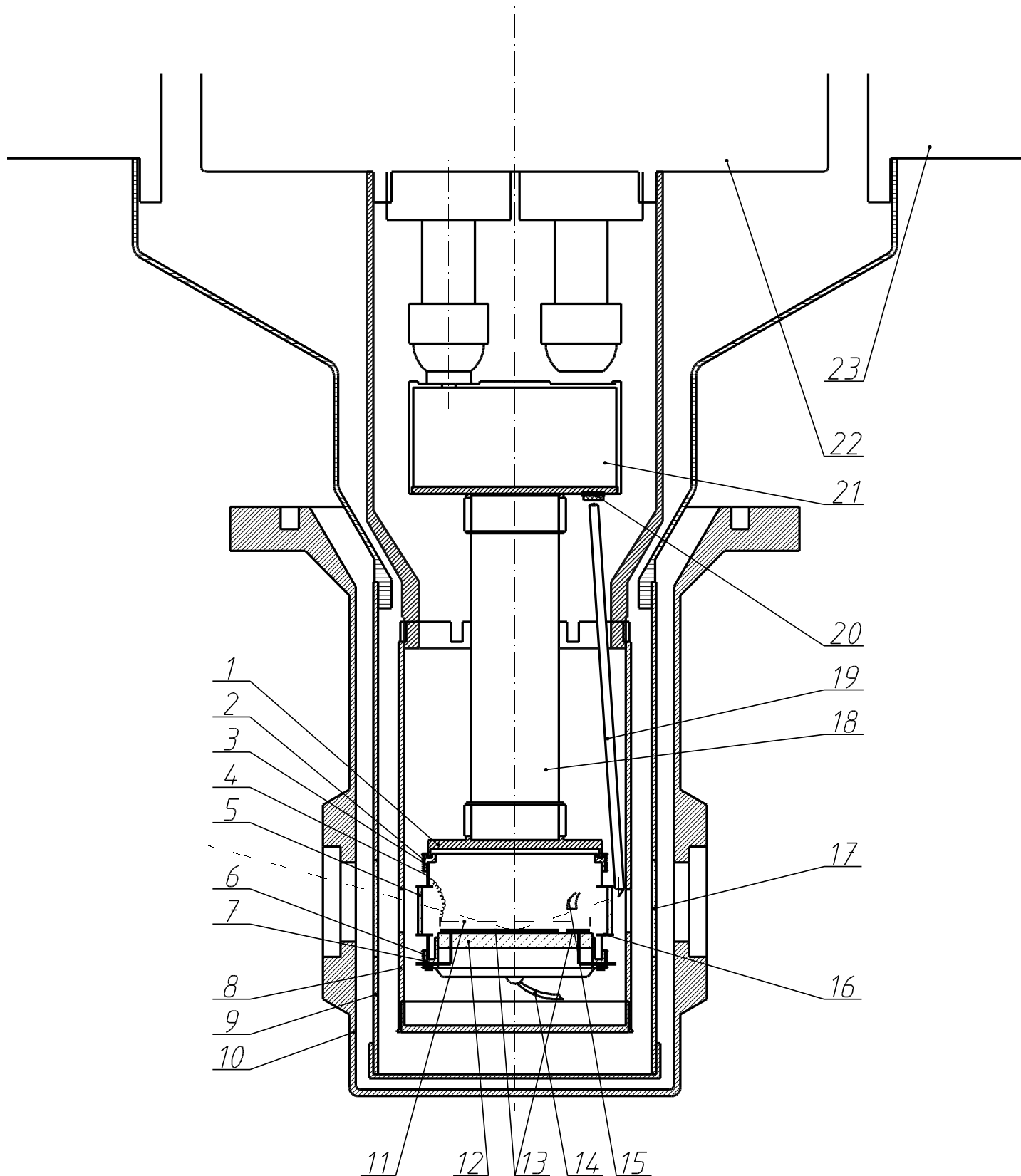


Рис. 1: *Схема оптического криостата. Пунктиром показан ход луча лазера.*

1 — крышка оптической камеры, медь; 2 — верхний нагреватель; 3 — оправка верхнего нагревателя; 4 — корпус оптической камеры, нержавеющая сталь 0,2 мм; 5 — оптическое окно, монокристаллический кварц; 6 — нижний нагреватель; 7 — нижняя оправка, медь; 8 — гелиевый тепловой экран, медь; 9 — азотный тепловой экран, медь; 10 — вакуумная рубашка, дюраль; 11 — верхний сетчатый электрод с нулевым потенциалом; 12 — дно оптической камеры, сапфир; 13 — нижний электрод, $U \sim 0 \div 4$ кВ; 14 — холодопровод; 15 — вольфрамовый термоэммиттер; 16 — оправка оптического окна; 17 — оптическое окно в азотном экране, сапфир; 18 — тепловой ключ; 19 — лучевод; 20 — фотоприемник $Ge : Sb$; 21 — камера со сверхпроводящим колебательным контуром; 22 — гелиевая ванна криостата; 23 — азотная ванна криостата.

2 Конструкция экспериментальной установки.

2.1 Оптический криостат.

Оптическая камера для выращивания образца из кристаллического водорода (рис. 1) представляет собой тонкостенный (0.2 мм) цилиндр 4 из нержавеющей стали с массивной медной крышкой 1 и нижней кольцевой медной оправкой 7. В оправку вклеено толстое (толщина 5 мм) дно из монокристаллического сапфира 12, диаметром 35 мм. Использование сапфира было обусловлено его чрезвычайно высокой теплопроводностью, сравнимой в рабочем интервале температур с теплопроводностью высококачественной меди. Камера расположена в вакуумном объеме оптического криостата и отгорожена от его внешних теплых стенок двумя медными экранами 9 и 8, соединенными соответственно с азотной 23 и гелиевой 22 ваннами криостата.

Оптические окна 5 камеры изготовлены из монокристаллического кварца в виде дисков диаметром 11 мм и толщиной 0.6 мм. Составом Stycast-1266 диски вакуумно-плотно вклеены в тонкостенные (~ 0.1 мм) цилиндрические оправки 16, впаянные в стенки камеры. В качестве холодных окон на азотном экране 17 использован монокристаллический сапфир толщиной 2 мм.

Крышка камеры припаяна к гелиевой ванне криостата через автоматический тепловой ключ 18, который состоит из трех медных коаксиальных цилиндров, заключенных в тонкостенную герметическую оболочку из нержавеющей стали. Зазор между цилиндрами — 0.75 мм, площадь теплообмена — 21 см². Внутренняя полость ключа содержит цеолит марки *CaX*. Ключ заполнен теплообменным газом (водородом) до давления в несколько мм рт.ст. при комнатной температуре.

При охлаждении камеры до температуры, близкой к температуре тройной точки для водорода, теплообменный газ в ключе вымерзает и ключ размыкается. Последующий теплоотвод от камеры к гелиевой ванне происходит в основном только от дна камеры по медному хладопроводу 14, длиной 20 см и сечением 2.2 мм². Регулировка температуры камеры и поддержание необходимого для равномерной кристаллизации водорода градиента температуры производится двумя нагревателями 2 и 6 из константановой проволоки, намотанными на оправки внизу и вверху камеры.

Для экспериментов использовался водород технической чистоты, дополнительно очищенный охлажденным до температуры жидкого азота угольным адсорбентом и хранящийся в металлическом бустерном объеме емкостью 6 л. Бустерный объем соединен с криостатом металлической трубкой, давление в которой измеряется сильфонным вакууметром MAC-31 с точностью ± 1 мм рт.ст. На время эксперимента бустерный объем отсекается от внешней сети, оставаясь соединенным только с оптической водородной камерой. Внутрь криостата водород подается по тонкостенной трубке из нержавеющей стали, имеющей по пути хороший тепловой контакт с азотной ванной криостата. После кристаллизации практически всего водорода, содержавшегося в бустерном объеме, в камере газовый поток в этой трубке становится достаточно малым, что позволяет пренебречь перепадом давления на ее концах при измерении давления в камере.

Для создания однородного электрического поля, прижимающего электроны к поверхности кристаллического водорода, на расстоянии 2.3 мм от сапфирового дна камеры расположен верхний сетчатый электрод 11. Он электрически соединен с камерой и находится при нулевом потенциале. Второй, нижний электрод 13 нанесен на сапфир методом вакуумного напыления алюминия. Через вклеенные в сапфир два токовода на нижний электрод подается высоковольтный потенциал, который можно менять в интервале $0 \div 4$ кВ.

Для проведения измерений модуляционным методом потенциал нижнего электрода модулируется на малую глубину с частотой 8 кГц. Сигнал модуляции от генератора поступает на электрод через разделительный трансформатор.

Конструкция камеры делает необходимым, чтобы верхний электрод был прозрачным для лазерного излучения, применяемого для освещения поверхности кристаллического водорода, а также для напускаемых термоэмиттером, расположенным выше электрода, электронов. Поэтому электрод 11 выполнен в виде сетки с периодом 0.5 мм из параллельных, натянутых на кольцевую оправку, медных проволочек диаметром 50 мкм. Как показал расчет, неоднородность поля на половине расстояния между электродами (то есть там, где находится поверхность водорода), не превосходит 0.1 %. Диаметр электродов составляет 30 мм и он достаточно велик, чтобы пренебречь краевыми полями в центральном, зондируемом лазерным излучением, участке водорода.

Для помещения электронов на поверхность водорода используется термоэмиттер 15 из вольфрамовой проволоки диаметром 50 мкм, длиной 2 мм. Он расположен непосредственно над верхним сетчатым электродом в стороне от пути лазерного излучения. Импульсный (длительностью 0.1 с) разогрев эмиттера производится от генератора импульсов с ручным однократным запуском.

2.2 Схема измерения фоторезонансного поглощения. [8]

Спектроскопия энергетических уровней электронов локализованных над поверхностью водорода, проводится на следующих длинах волн зондирующего газоразрядного лазера на парах воды: 78.4 мкм, 79.1 мкм, 118.6 мкм (H_2O) и 84.3 мкм, 107.7 мкм (D_2O).

Фокусировка и управление направлением зондирующего лазерного излучения проводится двумя полиэтиленовыми линзами: осевой, с фокусным расстоянием 29 см, и внеосевой, с фокусным расстоянием 14 см. Отсутствие заметной дисперсии полиэтилена в рабочем диапазоне длин волн делает эту систему ахроматической и позволяет работать без дополнительной юстировки. После отражения от поверхности водорода излучение от лазера попадает в металлический лучевод 19, направляющий его на фотоприемник $Ge : Sb$ 20, приклеенный на медную стенку гелиевой ванны криостата. Сигнал с фотоприемника, через истоковый повторитель и схему компенсации сигнала наводки, проходит на узкополосный усилитель и детектируется синхронным детектором. В качестве опорного сигнала для синхронного детектора используется напряжение синусоидальной модуляции на звуковой частоте электрического поля, прижимающего электроны к поверхности водорода. Выходное напряжение с синхродетектора подается на один из каналов АЦП. На другой канал подается постоянная составляющая сигнала от высокоомного делителя потенциала нижнего электрода камеры.

Настройка всей схемы и ее калибровка производится при включении модуляции излучения лазера, синфазной с модуляцией потенциала нижнего электрода.

2.3 Радиочастотный датчик электронов.

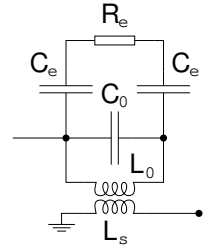
Конструкция радиочастотного датчика электронов предложена в работе [8]. Кратко повторю основные моменты.

Для того чтобы иметь информацию о наличии электронов над поверхностью водорода, нижний электрод камеры разделен на две неравные части зазором с шириной 0.5 мм, проходящим по хорде на расстоянии 10 мм от центра электрода. Образованные таким образом два сегментных электрода были присоединены параллельно к сверхпроводящему LC-контур.

Присутствие свободных электронов над поверхностью водорода вблизи зазора приводит, вообще говоря, как к сдвигу резонансной частоты контура, так и к уменьшению его добротности. На электрической схеме используемого нами датчика электронов (см. рис.) поверхностные электроны учтены эквивалентной цепью: C_e, R_e, C_e . При данной геометрии опыта и характерных для экспериментов плотностях поверхностных электронов, оценки дают: $C_e \sim 1$ пФ, $R_e \sim 1$ МОм. Нагруженная добротность контура определяется выражением

$$Q_e = (Q_0^{-1} + \omega_0 C_e^2 R_e / C_0 (4 + \omega_0^2 C_e^2 R_e^2))^{-1}, \quad (5)$$

где Q_0 и ω_0 — добротность и частота контура в отсутствие поверхностных электронов. Из этого выражения видно, что наибольшая чувствительность схемы достигается при $\omega_0 C_e R_e \simeq 2$ и тем выше, чем больше C_e / C_0 . Резонансный контур помещается в объеме с жидким гелием и окружен сверхпроводящим свинцовым экраном.



3 ДИК-техника.

3.1 Источники излучения.

3.1.1 Альтернативные источники излучения.

Тепловые источники излучения. Традиционные тепловые источники излучения в интересующем нас диапазоне длин волн имеют чрезвычайно малую интенсивность. Из них наилучшими характеристиками обладают, пожалуй, ртутные лампы. Однако, излучение этих ламп, эквивалентное в отдельных частях ДИК диапазона излучению черного тела с температурой $\approx 6000^\circ\text{C}$, мало по интенсивности (на длине волны 100 мкм в полосе $\delta\lambda/\lambda = 1\%$ это излучение не превышает 0,5 мВт/(см²стер)) и некогерентно.

Лазеры на свободных электронах. Лазеры на свободных электронах на основе компактного ускорителя – микротрона хорошо подходят как источники ДИК-излучения и обладают возможностью плавной перестройки по частоте. Однако, существуют трудности в их изготовлении и эксплуатации, связанные с получением электронного луча с необходимыми характеристиками.

Лазеры с оптической накачкой. Лазеры с оптической накачкой обладают в ИК и ДИК-диапазоне большим количеством достаточно сильных линий, возможностью работы в отпаянном режиме и большим, чем у H_2O -лазера, КПД. Однако, возникают сложности из-за пространственного и частотного согласования излучения накачки с настроенным на рабочую длину волны резонатором. Кроме того, такие лазеры имеют несколько меньшую мощность, чем у H_2O -лазера.

3.1.2 Лазер на парах воды.

Лазер на парах воды удобен в качестве источника ДИК излучения, так как имеет достаточно много линий в диапазоне длин волн $28 \div 220$ мкм, обладает стабильными характеристиками, малой расходимостью пучка, легко перестраивается и относительно прост в изготовлении и эксплуатации. Отличительной особенностью лазера является возможность одновременной генерации излучений с ортогональными линейными поляризациями с разностной частотой от нескольких килогерц до десятка мегагерц. Подробнее остановлюсь на конструкции и характеристиках лазера на парах воды, применяющегося в нашей лаборатории.

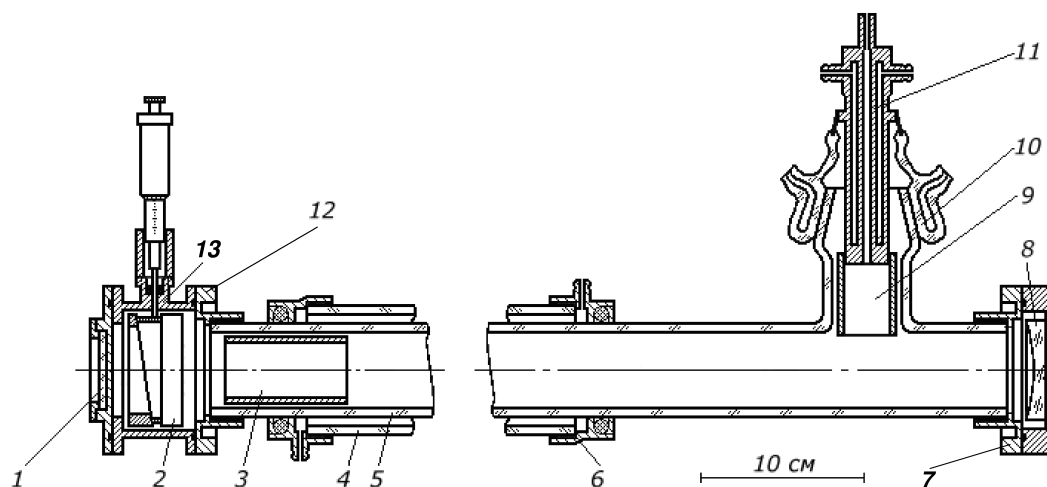


Рис. 2: Конструкция лазера.

Конструкция лазера на парах воды. Схематический чертеж лазера представлен на рис. 2. Лазер состоит из отдельных блоков, которые жестко крепятся друг к другу. Для вакуумного уплотнения служат тонкие резиновые прокладки. Разрядная труба 5 лазера изготовлена из плавящегося кварца, имеет длину около трех метров, внутренний диаметр 65 мм и толщину стенок 3 мм. Труба подвешена вертикально на двух кольцевых резиновых уплотнениях внутри стеклянной трубы 4, за которую крепится весь лазер. Для охлаждения между кварцевой и стеклянной трубами пропускается вода.

Головки лазера прикрепляются к кварцевой трубе через переходные дюралюминиевые фланцы 7 и 12, приклеенные к торцам трубы составом Stycast-1266 б с добавкой равного по весу количества кварцевого порошка. Состав заливался разогретым до $\approx 50^\circ\text{C}$ в кольцевой трехмиллиметровый зазор между кварцевой трубой и тонкостенной ($\approx 0,6$ мм) манжетой дюралюминиевого фланца. Такие склейки вполне надежны по своим механическим и вакуумным свойствам.

Во время работы через лазер непрерывно прокачивается газовая смесь: $\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2$ или $\text{D}_2\text{O} + \text{D}_2$. Лазер откачивается со стороны анода механическим форвакуумным насосом через охлаждаемую жидким азотом ловушку. Рабочая смесь подается через канал в катод, а ее расход и состав регулируются специально изготовленными игольчатыми вентилями со плавной регулировочной характеристикой. Оптимальные парциальные давления компонент рабочей смеси подбираются опытным путем и составляют ориентировочно $\approx 0,1$ и $\approx 0,5$ Торр для воды и водорода соответственно. Расход за 8 ч работы лазера: ≤ 1 г воды и ≤ 6 л водорода как для смеси $\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2$, так и для смеси $\text{D}_2\text{O} + \text{D}_2$.

Лазер питается от источника постоянного напряжения 5 кВ со схемой стабилизации тока, имеющей динамическое сопротивление > 1 МОм и долговременную относительную нестабильность $5 \cdot 10^{-4}$.

Анодом 3 служит тонкостенный цилиндр длиной ≈ 10 см, изготовленный из нержавеющей стали. Конструкция и материал анода не оказывают заметного влияния на характеристики разряда.

Напротив, форма и материал катода практически полностью определяют кратковременную стабильность тока газового разряда, от которой зависит и стабильность излучения лазера. При неудачном выборе конструкции и материала катода эмиссия с его поверхности сопровождается хаотически возни-

кающими микровспышками дугового разряда, а в разрядном токе наблюдаются импульсы с длительностью фронта ≤ 1 мкс. При использовании медных катодов микровспышек не возникает, но создается другая проблема — медь сильно разрыхляется и осаждается на стенках разрядной трубы уже через несколько часов работы лазера. Эту сложность удается обойти выбором формы катода.

Катод смонтирован на охлаждаемом проточной водой стеклянном конусообразном шлифе 10, вакуумно-плотно надетом на шлиф отростка кварцевой трубы. Для достижения вакуумной плотности соединения использовалась мазь типа рамзаевской. Стеклянный шлиф через коваровый переход соединен пайкой с коаксиальной медной трубкой 11, по внутреннему каналу которой в лазер подается рабочая смесь, а через кольцевой зазор пропускается охлаждающая вода. Длина канала — 150 мм, диаметр — 6 мм. Для пространственного ограничения разряда верхний конец канала заузен до $\varnothing 1$ мм. На нижнем конце коаксиальной трубки при помощи резьбового соединения закреплен катодный цилиндр 9 длиной 70 мм, $\varnothing 24$ мм и толщиной стенок 2 мм, изготовленный из нержавеющей стали. Для электрической развязки охлаждающая вода из водопроводной сети подается по полиэтиленовым шлангам. Разряд с таким катодом обладает достаточно стабильными характеристиками, что характерно для разрядов с полыми катодами [18].

Резонатор лазера образован плоским 2 и сферическим 8 зеркалами. Радиус кривизны сферического зеркала 700 см. Расстояние между зеркалами составляло ~ 340 см. Сферическое зеркало изготовлено путем вакуумного напыления алюминия на обработанную по оптическому классу точности заготовку. При диаметрах плоского и сферического зеркал 60 и 70 мм соответственно дифракционными потерями для основного типа колебания резонатора можно пренебречь.

Выходные зеркала лазера изготовлены из тонких ($5 \div 10$ мкм) никелевых сеток с квадратной ячейкой и периодом $20 \div 60$ мкм, технология электролитического изготовления которых приведена в работе [19]. Для получения максимальной мощности генерации для каждой длины волны необходимо подобрать оптимальную величину прозрачности выходного сеточного зеркала лазера. Для этого, а также для уменьшения омических потерь на зеркале, сетки электролитически покрыты медью. Технология крепления и наращивания сеток медью описана в [7]. По оценкам, коэффициент поглощения на таком сеточном зеркале не превышает 0,5 %. Зеркала при надлежащем обращении остаются работоспособными в течение нескольких лет.

Юстировка резонатора проводится с помощью HeNe-лазера с точностью до 1 мрад, после чего дополнительной угловой юстировки зеркал обычно не требуется. Многократный запуск атмосферы в лазер и его откачка не приводят к нарушению юстировки. Для настройки резонатора на нужную длину волны генерации используется механизм 13 плоскопараллельного перемещения зеркала с ходом 5 мм с точностью отсчета 0,5 мкм. В нем использованы клиновидные пластины с углом α ($\operatorname{tg} \alpha = 1/10$) между верхней и нижней поверхностью. Таким образом, перемещение одной пластины в горизонтальном направлении на 1 мм (осуществляется микрометром) вызывает вертикальное смещение второй в 100 мкм.

Для более существенного изменения длины резонатора лазера применяется механизм перемещения верхнего, вогнутого сферического зеркала (см. рис. 3).

Зеркало зажато крепежными винтами в оправке 23. Устройство оправки позволяет подстраивать положение зеркала для совмещения направления его оси с направлением оси несущей внутренней кварцевой трубы. Расстояние от оси зеркала до оси трубы при этом не превысит 0,5 мм. Оправка крепится на конце полого стального штока 6 с помощью резьбового соединения. Шток пропущен сквозь отверстие в дюралюминиевой манжете 25, которая через клиновидные кольца 26 крепится к верхнему фланцу (7 на рис. 2) разрядной трубы. Клиновидные кольца служат для направления оси механизма вдоль оси кварцевой трубы. Для лучшего скольжения штока в отверстии имеется бронзовый вкладыш подшипника скольжения 2. Вакуумное уплотнение осуществляется с помощью тонкой тефлоновой втулки 4, прижимаемой к штоку резиновым кольцом 3. Резиновое кольцо для вакуумного уплотнения тефлоновой втулки через латунную шайбу 5 зажимается накидной гайкой 1. На штоке винтом закреплен поводок 7, через который шток передается движение с винта 22. Резьба винта имеет шаг 0,75 мм. Ход поводка по винту составляет около 50 мм и ограничен упором 17. На винте с помощью системы изолирующих втулок 13 жестко закреплена шестерня 14, которая через редуктор, состоящий из пяти пар шестерен, приводится в движение электродвигателем с частотой питания 400 Гц, номинальной частотой вращения вала 14000 об/мин на холостом ходу и изменяемым направлением вращения. Для снижения скорости вращения на него подается питание несколько ниже номинального. Коэффициент передачи редуктора составляет 10/150255, что дает частоту вращения винта от 0,0155 Гц (0,93 об/мин) и меньше. Рабочая частота вращения винта в 0,0045 Гц и линейная скорость движения штока — 3,43 мкм/с.

Полностью избежать механического люфта в системе не удается, поэтому при изменении направления вращения двигателя наблюдается небольшой механический гистерезис.

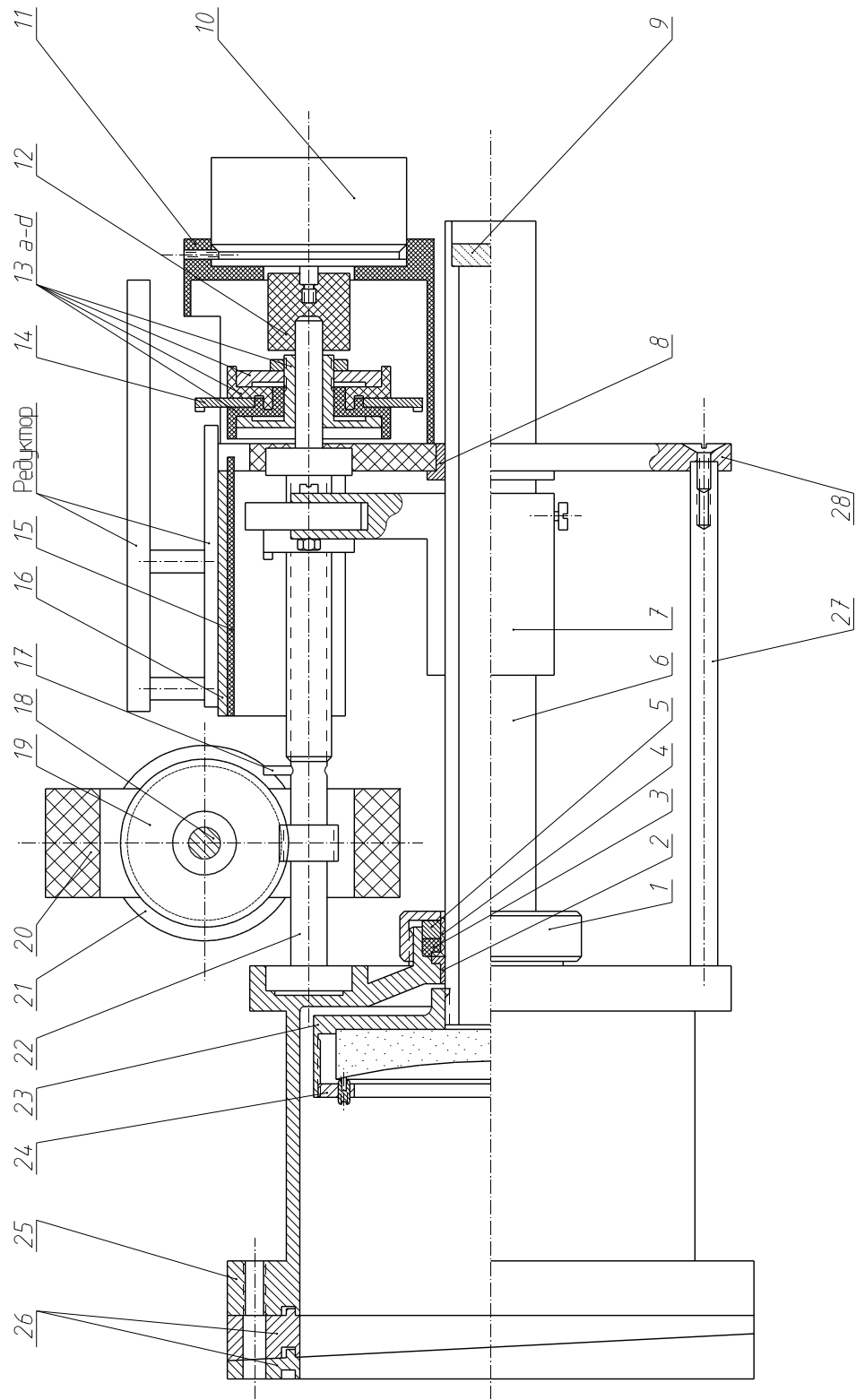


Рис. 3: Механизм передвижения сферического зеркала.

1 — накидная гайка; 2, 8 — подшипник скольжения; 3 — резиновое кольцо; 4 — тефлоновое уплотнение; 5 — латунная шайба; 6 — шток; 7 — поводок; 9 — полиэтиленовое оптическое окно; 10 — потенциометр "плавно"; 11 — ; 12 — тефлоновый переходник; 13 a-d — система втулок; 14 — шестеренка; 15 — изолирующая пластика; 16 — дюралевая плата; 17 — ограничитель; 18 — ось; 19 — шестерня; 20 — державка; 21 — потенциометр "грубо"; 22 — винт; 23 — оправка; 24 — кольцо; 25 — дюралевая муфта-корпус; 26 — клиновидные кольца; 27 — стержень; 28 — дюралевая пластина.

На оси зеркала для удобства юстировки в металлическом покрытии протравлено небольшое отверстие, сквозь которое может проходить видимый свет. За прозрачным в оптическом диапазоне окном 9 располагают экран, на который во время юстировки должно попадать пятно излучения He-Ne лазера. Протравленное отверстие имеет $\varnothing 1-2$ мм, что при диаметре каустики на зеркале в 35 мм вносит дополнительные потери не более чем в 0.3%, что несущественно при полных допустимых потерях в 3% на двух зеркалах.

Для определения положения зеркала имеются два кольцевых потенциометра. Для грубого определения положения служит потенциометр 21. Движкú этого потенциометра движение винта передается с помощью червячной передачи через шестерню 19, укрепленную на текстолитовой оси 18, жестко связанной с осью потенциометра. Шаг передачи подобран таким образом, чтобы за полный ход поводка от упора до упора движок потенциометра совершал один оборот. Для точного определения положения служит потенциометр 10. Движение винта ему передается с помощью переходника 12, жестко связывающего винт и ось потенциометра. Так им образом, движок потенциометра 10 совершает полный оборот вместе с полным оборотом винта, и один его полный оборот соответствует смещению зеркала на 0.75 мм.

Сигнал с потенциометров выведен на вход платы АЦП. Чтобы использовать весь доступный плате диапазон напряжений и получить наибольшую точность позиционирования на потенциометры подается двухполярное питание ± 5 В.

Мощность генерации лазера является периодической функцией от длины резонатора с периодом в пол длины волны. В качестве иллюстрации, на рис. 4 показана запись сигнала с фотоприемника при изменении длины лазерного резонатора. А на рис.3.1.2 на сигнал с фотоприемника наложен сигнал, снимаемый с потенциометров.

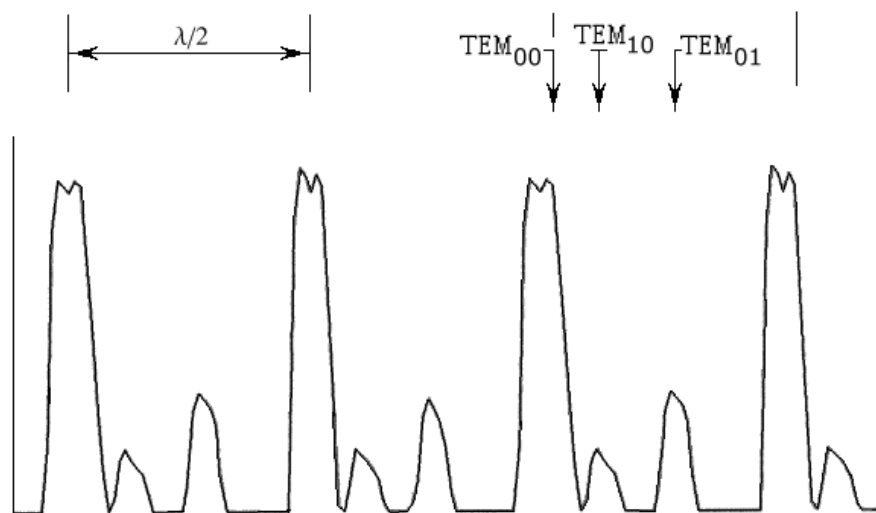


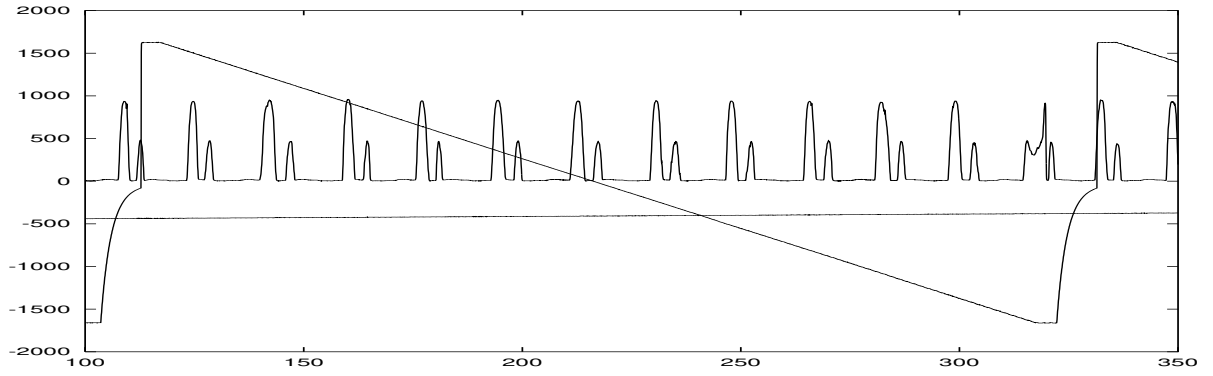
Рис. 4: Зависимость мощности генерации лазера от перестройки длины резонатора. Видны три поперечные (ТЕМ) моды с одной и той же длиной волны $\lambda = 118,6$ мкм.

Для выходных окон (1 на рис. 2) лазера используется полиэтилен толщиной 1 мм, который хорошо выдерживает перепад давления в одну атмосферу на отверстия $\varnothing 50$ мм. Полиэтилен, как показали измерения [7], имеет почти постоянный коэффициент пропускания, равный 85 ± 6 % во всем диапазоне длин волн $25 \div 250$ мкм (см. 3.3.2 и табл. 7).

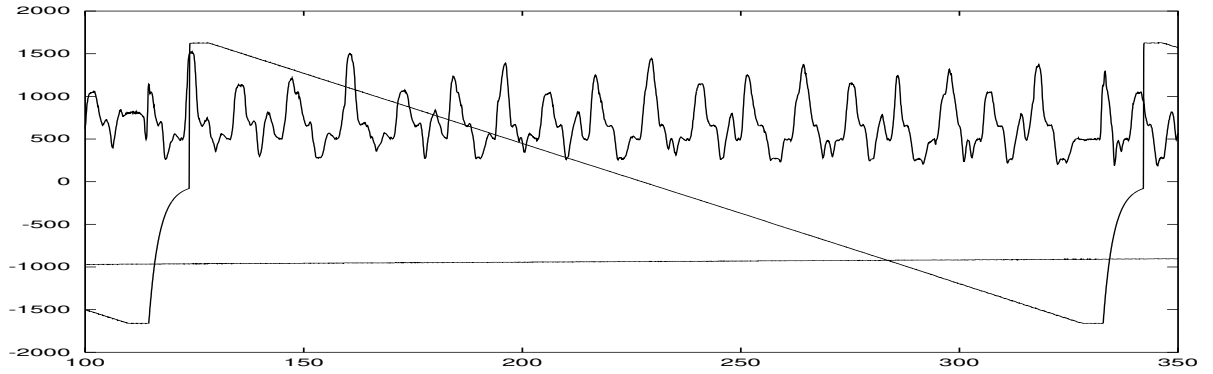
Линии излучения лазера. Лазерная генерация в далеком инфракрасном диапазоне при разряде в парах воды возникает на переходах между вращательными уровнями, на которые расщеплены колебательные уровни молекулы воды [20, 21]. Это возможно благодаря двум обстоятельствам.

Во-первых, частоты двух из трех колебательных мод, в которых колебания происходят вдоль связей, почти совпадают, а частота третьей колебательной моды почти ровно вдвое меньше. Таким образом, после расщепления каждого из колебательных уровней на вращательные подуровни образуется семейство очень близких друг другу по энергии уровней. Например, это может быть семейство на колебательных уровнях 001, 020, 001, энергии которых 3657 , 3151.6 и 3756 см^{-1} соответственно.

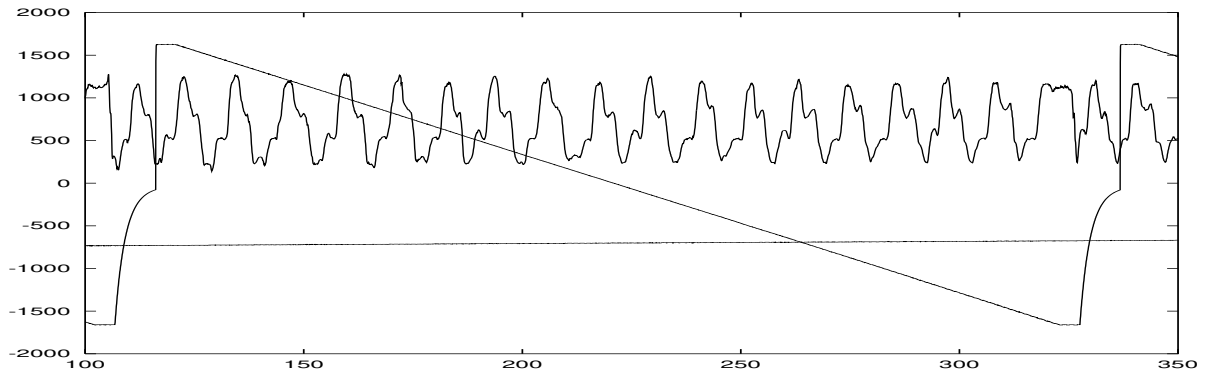
Во-вторых, время релаксации перехода с меньшей частотой много меньше времени релаксации переходов с большими. Это происходит, по-видимому, потому, что состояние 020 обеспечивает эффективное гашение колебаний при столкновениях $H_2O(020) + H_2O(000) = 2H_2O(010)$. В свою очередь



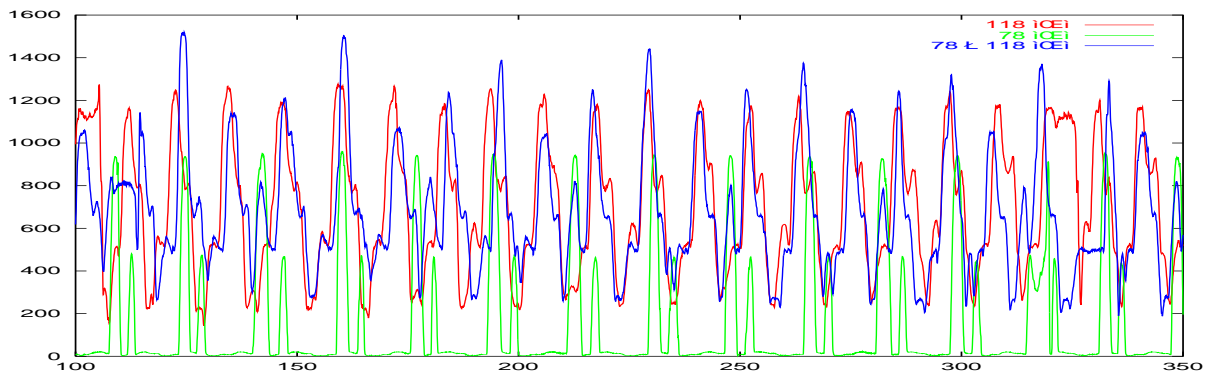
(a) При токе в электромагните 4.5 А детектор *InSb* принимает излучение с длиной волны $\lambda = 118$ мкм



(b) При токе 8.5 А видны линии как с $\lambda = 118$ мкм, так и с $\lambda = 78$ мкм



(c) При токе 10 А видны линии почти только $\lambda = 78$ мкм, линии с $\lambda = 118$ мкм выражены слабо



(d)

Рис. 5: На рисунках а, б и с на сигнал с фотоприемника при разном значении тока в электромагните наложен сигнал с потенциометров. На рисунке д наложены сигналы с фотоприемника при разных значениях тока в электромагните.

колебательная релаксация состояния 010 происходит за единицы столкновений. Таким образом на ряде вращательных подуровней уровней 100 и 001 обеспечивается инверсная заселенность по сравнению с подуровнями уровня 020.

Длины волн генерации лазера и энергетические характеристики его излучения представлены в таблице 2 и на рис. 6.

Таблица 2: Длины волн излучения лазера на парах воды.

Длина волны λ , мкм	$\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2$								$\text{D}_2\text{O} + \text{D}_2$			
	28,0	33,0	47,2	55,1	78,4	79,1	115	118,6	220	71,9	84,3	107,7

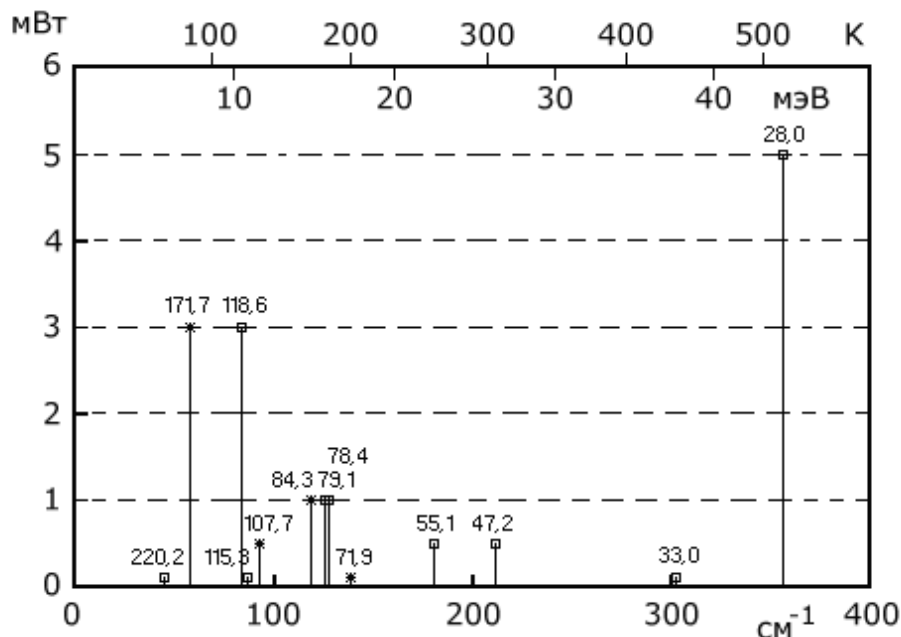


Рис. 6: Энергетические характеристики излучения лазера.

Ось ординат: ориентировочная мощность излучения, мВт;

Ось абсцисс: энергия фотона в см^{-1} , эВ, К.

× — D_2O -лазер,

□ — H_2O -лазер.

Регулируя давление и соотношение компонент газовой смеси и настраивая длину резонатора лазера, можно с одним и тем же выходным зеркалом получить генерацию как на одной, так и одновременно на нескольких длинах волн.

Мощность излучения на линии 115,3 мкм резко возрастает при одновременном возбуждении линий 79,1 и 78,4 мкм. То же наблюдается и для линии 55 мкм при одновременном возбуждении линии 28 мкм. Эти результаты согласуются с известной схемой молекулярных уровней H_2O -лазера [22].

Расходимость лазерного луча и распределение мощности по его сечению. Эти величины определяются типом (модой) возбужденного в резонаторе лазере колебания. Для основного TEM_{00} -колебания распределение мощности по сечению азимутально симметрично и имеет радиальный гауссовский профиль $\sim \exp(R/r)^2$ с полушириной r , вычисляемой по формулам:

$$r = r_0 \sqrt{1 + \frac{l^2}{LR - L^2}}, \quad r_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{4\pi}} (LR - L^2)^{1/4},$$

где l — расстояние от плоскости рассматриваемого сечения до плоского зеркала, r_0 — полуширина распределения на плоском зеркале, L — расстояние между плоским и сферическим зеркалами, R — радиус кривизны сферического зеркала.

Для нашего лазера $R = 7$ м, $L = 3,4$ м, и радиус сечения каустики на плоском зеркале для длин волн 47, 119, 220 мкм составляет соответственно 0,51, 0,81, 1,11 см. Проведенные измерения подтвердили, что распределение мощности в пределах экспериментальной погрешности совпадает с расчетным.

При широкой апертуре резонатора лазера, кроме основного TEM_{00} -колебания, могут возбуждаться и высшие типы: TEM_{01} и TEM_{10} , которые легко подавить, помещая в резонатор круглую диафрагму соответствующего размера.

Поляризация излучения лазера. Особенностью лазера является возможность работы в режиме генерации ортогональных поляризаций. Если сеточное зеркало лазера анизотропно (а этого легко добиться, слегка деформируя сетку растягивая ее), эффективная длина резонатора для различных поляризаций электромагнитной волны оказывается разной. В результате, каждое из собственных колебаний резонатора расщепляется на две ортогонально и линейно поляризованные компоненты, ориентация которых определяется направлением внесенной анизотропии. Это явление можно изучать, деформируя сеточное зеркало непосредственно в работающем лазере.

Было обнаружено, что существенной для возникновения эффекта является квантовая природа участвующих в излучении молекулярных уровней. На линиях с длинами волн 28,0, 33,0 и 84,3 мкм, для которых изменение полного орбитального момента при переходе между соответствующими уровнями молекулы воды $\Delta J = 1$, излучение лазера с описанным выше анизотропным резонатором линейно поляризовано: возбуждается только одна из ортогональных линейно поляризованных компонент, для которой резонатор имеет большую добротность. Вторая компонента эффективно подавляется первой из-за сильной конкуренции. На остальных десяти линиях, для которых $\Delta J = 0$, взаимодействие между компонентами оказывается слабым, и возникает режим генерации ортогональных поляризаций.

Этот режим удобно наблюдать, помещая на пути луча лазера поляризатор и регистрируя полученный таким образом на фотоприемнике сигнал в виде биений с разностной частотой. Наблюдаются биения с частотами в диапазоне от нескольких кГц до 300 кГц. Благодаря общему резонатору, обе волны имеют одинаковое пространственное распределение и высокую (≤ 100 Гц) стабильность разностной частоты.

Излучение лазера на всех его длинах волн имеет одинаковую направленность и расходимость. При полной идентичности оптических путей излучения с различными длинами волн существенно, чтобы их регистрация производилась одним фотоприемником. Поскольку в режиме генерации ортогональных поляризаций частоты биений для различных длин волн оказываются разными, их выделение из общего сигнала не представляет труда.

3.2 Приемники в ДИК области.

Из всего многообразия в ДИК-области могут применяться лишь немногие типы приемников. Это болометры и фотосопротивления на основе легированных кристаллов германия и антимонида индия. Ситуация осложняется тем, что дело пока ограничивается экспериментальными разработками. Наиболее длинноволновая граница выпускавшихся отечественной промышленностью фоторезисторов (ФСР-28РТА, ФРО-Х1-142) — 14 мкм, различных тепловых фотоприемников — до 25 мкм [24]. Поэтому фотоприемники для работы в ДИК-диапазоне приходится изготавливать в лаборатории самостоятельно.

3.2.1 Охлаждаемый Ge-фотоприемник.

Основной фотоприемник используемый в области до 100–130 мкм — охлаждаемое до гелиевой температуры фотосопротивление, изготовленное из монокристаллического германия, легированного такими примесями, как Sb, In, Ga, В, As. Энергия фотоионизации таких примесей порядка 10^{-2} эВ, что и соответствует длинноволновой границе фотопроводимости ≈ 100 мкм.

Спектральная область чувствительности приемников (по данным из работы [26]) приведена на рис. 7.

Изготовление Ge-фотоприемников. Существуют различные рекомендации относительно оптимальной степени легирования и компенсации германия для фотоприемника, однако, как оказалось, раздобыть кристаллы с заранее заданными параметрами — дело безнадежное. Поэтому при изготовлении фотоприемников пришлось воспользоваться тем фактом, что Sb является наиболее трудно удалимой примесью при производстве чистого германия, и достаточно легированный материал можно найти среди доступных «чистых» образцов.

Фотоприемники изготавливались следующим образом: образцы с размером 4×4 мм² и толщиной $0,5 \div 2$ мм вырезали алмазным абразивным диском из различных кусков «чистого» монокристаллического германия. После очистки в концентрированной H_2O_2 места для контактов лудили сплавом In с Ga с помощью ультразвукового паяльника.

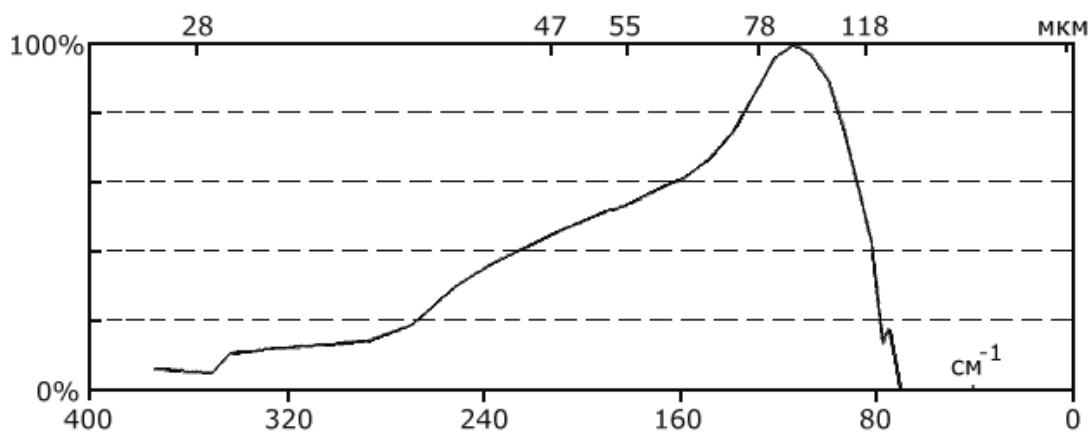


Рис. 7: Относительная спектральная характеристика фотопроводимости Sb-примеси в Ge

Удалось также разработать технологию нанесения контактных площадок без применения ультразвукового паяльника. Места для контактов тщательно шлифовались и очищались раствором ZnCl после чего залуживались чистым индием. При выборе мест для контактных площадок получаемых этим способом следует избегать поверхностей, полученных естественными сколами Ge, так как такие поверхности, несмотря на свою чистоту, не обеспечивают достаточно прочного контакта Ge с наносимым In.

Фотоприемники отбирали по отношению сигнал/шум. Вполне работоспособные фотоприемники получились из кристалла, обладающего величинами удельного сопротивления, указанными в таблице 3.

Таблица 3: Удельное сопротивление материала Ge-фотоприемника.

Температура Ge образца, К	4,2	77	300
Удельное сопротивление, Ом · см	$150 \cdot 10^3$	600	16

3.2.2 Охлаждаемый InSb-фотоприемник.[25, 27]

Фотопроводимость под действием длинноволнового излучения наблюдается в кристаллах антимонида индия *n*-типа как в отсутствие, так и при наличии магнитного поля. В нулевом магнитном поле в образцах *InSb* достигнутой в настоящее время чистоты (концентрация примесей $n \gtrsim 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) водородоподобные примесные центры не создают состояний, отделенных от зоны проводимости. В таком материале длинноволновая инфракрасная проводимость обусловлена «разогревом» электронного газа свободных электронов электромагнитным излучением, в результате которого изменяется не концентрация электронов (как при фотопроводимости), а их подвижность. Приемники, использующие это явление относятся к числу наиболее чувствительных детекторов в области от 300 мкм до нескольких миллиметров.

В достаточно сильном магнитном поле ($H \gtrsim 6 \text{ кЭ}$, $B \gtrsim 6 \text{ кГс} = 0.6 \text{ Тл}$) зона проводимости разбивается на подзоны Ландау, происходит отщепление примесных состояний, которые располагаются под каждой из зон Ландау. При таких условиях оптическое поглощение и соответствующая фотопроводимость наблюдаются в двух спектральных областях: в субмиллиметровой (500–2000 мкм) — за счет фотоионизации примесного центра, и в более коротковолновой области (25–300 мкм) — в результате переходов между нулевой и первой зонами Ландау (циклотронный резонанс). Причем, при каком-либо заданном магнитном поле спектральная характеристика в более коротковолновой части имеет вид сравнительно узкой резонансной кривой, которая при возрастании магнитного поля перемещается в более коротковолновую часть спектра. Это явление можно использовать для создания узкополосного перестраиваемого детектора в области 25–300 мкм. В более длинноволновой области он перестает работать как селективный приемник, так как добротность резонансной кривой поглощения при температуре 4.2 К здесь уже $\lesssim 1$. Это происходит благодаря тому, что при уменьшении резонансной частоты ширина полосы принимаемых частот остается тем не менее примерно постоянной, так как связана со временем свободного пробега электронов проводимости, которое зависит преимущественно от темпе-

ратуры и практически не зависит от магнитного поля. Таким образом несколько расширить область, в которой приемник ведет себя как селективный, в сторону длинных волн можно понижая его температуру. Монокристаллический $n\text{-InSb}$ является очень удобным материалом для чувствительного элемента такого перестраиваемого приемника. Эффективная масса электронов в нем мала ($m^* = 0.013m_0$). Это позволяет используя доступные величины напряженности магнитного поля (до 70 кЭ или 7 Тл), смещать спектральную кривую фотопроводимости до частот $\omega_c = eH/m^*c$, соответствующих длинам волн до ~ 20 мкм. Продвижение в сторону еще более коротких волн ограничено техническими трудностями получения больших магнитных полей. Отметим, что для получения резонансного циклотронного поглощения и соответствующей фотопроводимости в образцах германия потребовались бы магнитные поля приблизительно в 15 раз больше, что технически уже практически не осуществимо. Помимо этого, величина подвижности электронов в $n\text{-InSb}$ довольно значительна, что облегчает выполнение условия наблюдения циклотронного резонанса $\omega\tau > 1$ позволяет получать сравнительно узкие резонансные кривые.

В области длин волн от 300 до 2000 мкм в нулевом или слабом магнитном поле он работает как неселективный «электронный болометр», его чувствительность мало зависит от длины волны, начиная от длин волн в несколько миллиметров и вплоть до 600 мкм. При меньших длинах волн (до 200 мкм) чувствительность приемника уменьшается из-за ослабления поглощения излучения свободными электронами. При длине волны 200 мкм чувствительность составляет около 0.1 от ее значения в области 1 мм. Сравнительно небольшое сопротивление приемника (5–10 кОм) позволяет реализовать малую постоянную времени, чем выгодно отличается от легированного мелкими примесями Ge, сопротивление которого гораздо выше.

Были подробно исследованы характеристики фотоприемника на кристалле InSb , сконструированного Е.Ю. Шампаровым. Результаты этой работы детально изложены в [27].

3.2.3 Болометрический приемник излучения.

Хотя охлаждаемые фотоприемники из легированного германия и антимонида индия (InSb) полностью перекрывают ДИК-диапазон и, кроме того, обладают достаточной чувствительностью и быстродействием, их спектральная характеристика довольно неровная. Для сравнения интенсивности излучения различных длин волн желательно иметь фотоприемник с монотонно гладкой спектральной чувствительностью, величину которой несложно было бы оценить. Болометр был изготовлен из промышленного медного остеклованного микропровода. Диаметр медной жилы ≈ 8 мкм, диаметр провода ≈ 15 мкм. Измерения проводились компенсационным методом: определялась величина тока выделяющего такое же количество тепла, что и излучение. Доля поглощенного микропроводом излучения оценивалась по формулам из работы [23].

3.3 Элементы оптического тракта.

3.3.1 Зеркала.

Изготовление зеркал в ДИК-области спектра не вызывает сложности, так как металлы на этих длинах волн имеют близкий к единице коэффициент отражения (см. табл. 4) благодаря тому, что коэффициент отражения большинства металлов увеличивается при переходе в длинноволновую часть спектра (см. табл. 5).

Зеркала (в том числе и «глухое» зеркало лазера) изготовлено вакуумным напылением алюминия на полированную стеклянную поверхность.

Таблица 4: Коэффициент отражения света металлами, $\lambda = 100$ мкм, в % [6]

Al	W	Mo	Fe	Ta	Ti
99,46	99,28	99,14	99,10	98,88	98,30

3.3.2 Линзы и окна.

Стандартно применяемые оптические материалы, такие как различные виды стекла, непрозрачны в диапазоне длин волн $30 \div 300$ мкм. Например, удовлетворительной пропускной способностью ($\alpha \leq 11$, что соответствует примерно 10%-ному пропусканию при толщине образца 2 мм) боросиликатные оптические стекла обладают до длин волн 3 мкм, специально выпускаемые инфракрасные — стекла до 7 мкм, материалы типа иртрап — до 30 мкм, плавленный кварц и сапфир имеют две полосы пропускания:

Таблица 5: Коэффициент отражения металлических пленок, полученных испарением [16]

Длина волны, мкм	Коэффициент отражения, %				
	Алюминий	Серебро	Золото	Медь	Родий
0,5	90,4	97,7	47,7	60,0	77,4
1,0	93,2	98,9	98,2	98,5	85,0
3,0	97,3	98,9	98,3	98,6	92,5
5,0	97,7	98,9	98,3	98,7	94,5
8,0	98,0	98,9	98,4	98,7	95,2
10,0	98,1	98,9	98,4	98,8	96,0

одну до 5 и 7 мкм, другую начиная примерно с 70 и 100 мкм соответственно (см. например, [16]). У кристаллического кварца полоса пропускания в ДИК диапазоне начинается раньше, примерно с 40 мкм.

Поэтому для изготовления линз и окон подходят лишь следующие: полиэтилен, поли-4-метилпентен (ТРХ), кремний и германий высокой чистоты, кристаллический кварц, сапфир. В таблицах 6 и 7 приведены оптические постоянные этих материалов для некоторых длин волн излучения водяного лазера. Данные для полиэтилена были вычислены по спектрограммам, полученным на спектрофотометре FIS-3 "Hitachi" для образцов различной толщины [7]. Данные для кристаллических материалов заимствованы из работы [17].

Показатель поглощения α определяется как величина обратная тому расстоянию, при прохождении которого в среде поток энергии излучения уменьшается в e раз. Тогда прошедший поток определяется выражением $P = P_0 e^{-\alpha x}$, где P_0 — падающий поток, а x — толщина материала.

Таблица 6: Показатель преломления, n для ДИК материалов.

Длина волны, мкм	33	55	78	84	118	172
λ^{-1} , см $^{-1}$	303	182	128	119	84,7	58
полиэтилен $n(\lambda \rightarrow \infty) = 1,52$	1,7	1,7	1,65	1,65	1,65	1,65
кремний 300К	3,4200	3,4197	3,4191	3,4190	3,4181	3,4169
1,5К	3,3863	3,3856	3,3848	3,3846	3,3838	3,3831
германий 300К	4,006	4,006	4,006	4,006	4,006	4,006
$\rho \geq 40 \Omega \cdot \text{см}$ 1,5К	3,926	3,925	3,925	3,925	3,926	3,927
кварц 300К	—	2,19	2,15	2,14	2,13	2,12
крист., \perp 1,5К	2,35	2,18	2,16	2,13	2,12	2,11
кварц 300К	—	2,24	2,19	2,19	2,17	2,16
крист., \parallel 1,5К	2,52	2,24	2,19	2,18	2,16	2,15
сапфир, \perp 300К	—	3,22	3,13	3,12	3,09	3,08
1,5К	3,65	3,20	3,12	3,11	3,08	3,06
сапфир, \parallel 300К	—	—	—	3,51	3,46	3,49
1,5К	—	3,64	3,48	3,47	3,41	3,39

Линзы. Была разработана технология изготовления линз методом горячего прессования. Материалом служила полиэтиленовая пленка толщиной 0,15 мм из пищевого полиэтилена высокого давления. Каталитически получаемый полиэтилен низкого давления загрязнен остатками катализатора, поэтому обладает недостаточной чистотой и, вследствие этого, худшими спектральными характеристиками в интересующей нас области.

Стопка вырезанных из пленки кружочков закладывалась между двумя обработанными по оптическому классу точности стальными заготовками. Одна из заготовок была плоская, вторая представляла собой вогнутую или выпуклую сферическую поверхность. Имелось семь заготовок с различными радиусами кривизны. Заготовки помещались внутрь цилиндрической печки. Ниже и выше печки на заготовки одевались кольцевые трубки по которым пропускалась охлаждающая вода.

Вся конструкция помещалась в лабораторный гидравлический пресс с усилием до 10 тонн и сжималась до давления в 60–100 атм. Затем включали нагрев, который проводили до тех пор, пока поли-

Таблица 7: Показатель поглощения, α , см^{-1} для ДИК материалов

Длина волны, мкм		33	55	78	84	118	172
λ^{-1} , см^{-1}		303	182	128	119	84,7	58
кремний	300К	2,4	1,3	1,0	1,0	0,8	0,6
	1,5К	1,5	0,7	0,4	0,4	0,3	0,2
германий	300К	11,1	2,9	1,6	1,8	0,8	0,6
	$\rho \geq 40 \Omega \cdot \text{см}$ 1,5К	5,36	1,2	0,5	0,4	0,2	0,2
кварц крист., \perp	300К	–	5,8	10,7	1,6	0,9	0,6
	1,5К	7,2	2,5	3,1	1,5	0,9	0,6
кварц крист., \parallel	300К	–	3,0	1,1	0,9	0,4	0,2
	1,5К	5,7	0,8	1,4	1,3	0,5	0,06
сапфир, \perp	300К	–	–	14	12	6,2	3,0
	1,5К	–	0,6	0,3	0,3	0,2	0,1
сапфир, \parallel	300К	–	–	–	21	11	4,4
	1,5К	–	3,7	1,3	1,0	0,4	0,2

этилен не начинал течь, что было видно по резкому падению давления масла в гидросистеме пресса до 23–27 атм. Температура кристаллизации для полиэтилена всего на несколько градусов превышает температуру размягчения его аморфной фазы. А так как кристаллизация полиэтилена делает его непрозрачным для видимого света, важно, используя исходно прозрачный пленочный материал, не допустить его перегрева. После того как нагрев выключали, системе давали термализоваться в течение примерно 10 мин, давление при этом продолжало падать до 10–17 атм. Если этого не сделать, то линзы получались плохо пропеченные, с отчетливыми следами слоев полиэтилена. После этого давление в системе повышали до 200 атм, чтобы полиэтилен равномерно заполнил форму, и выдерживали еще 2 мин. За это время давление падало до 170 атм. Затем на 25–30 мин включали водяное охлаждение прессформы. За это время форма остывала примерно до 50°C, а давление падало примерно до 30 атм. После этого давление сбрасывали, а линзу снимали с формы. Если снять линзу при более высокой температуре, то она, остывая, несколько меняет свою форму, что приводит к увеличению аббераций. Если же, напротив, дать линзе полностью остыть на форме, то из-за большего, чем у стали, коэффициента теплового расширения, по краю линзы, там где она переходит в оправку, могут наблюдаться трещины и сколы.

При заводском изготовлении полиэтиленовой пленки из-за технологических особенностей она получает выделенное направление вдоль направления протяжки пленки. Молекулы полиэтилена располагаются преимущественно вдоль этого направления. Если во время изготовления удавалось во всех слоях сохранить параллельность выделенных направлений, то изготовленные линзы обладали некоторыми поляризующими свойствами.

Линзы изготавливались плоско-выпуклые, хотя имелась форма и для изготовления длиннофокусных плоско-вогнутых линз. Они имеют диаметр 50 мм и фокусное расстояние 14, 30, 125 см (еще имеются формы для изготовления линз с фокусными расстояниями 5, 20 и 150 см и рассеивающих линз с фокусным расстоянием около метра). Линзы наилучшего качества прозрачны для видимого света. По создаваемому ими изображению (например, электрической лампочки) легко судить о фокусном расстоянии и абберациях. Такая прозрачность, а также то, что показатель преломления полиэтилена в диапазоне от видимого до далекого ИК практически постоянен, позволяет юстировать и фокусировать ДИК линзовую систему с помощью обычного He-Ne лазера.

Оптические окна. Оптические окна необходимы для отделения вакуумных объемов в экспериментальной установке. На рис. 8 приведены спектральные зависимости коэффициента пропускания для пластин из использовавшихся в качестве окон материалов. Спектры были сняты на спектрофотометре FIS-3 "Hitachi-[7]. Заметим, что при указанных на рис. 8 толщинах пластин, условие пространственно-временной когерентности в спектрофотометре не выполняется, и отражение света от двух поверхностей пластины оказывается некогерентным. При работе же с лазерным излучением интерференционную зависимость коэффициента пропускания от толщины пластины для материалов с малым поглощением необходимо учитывать.

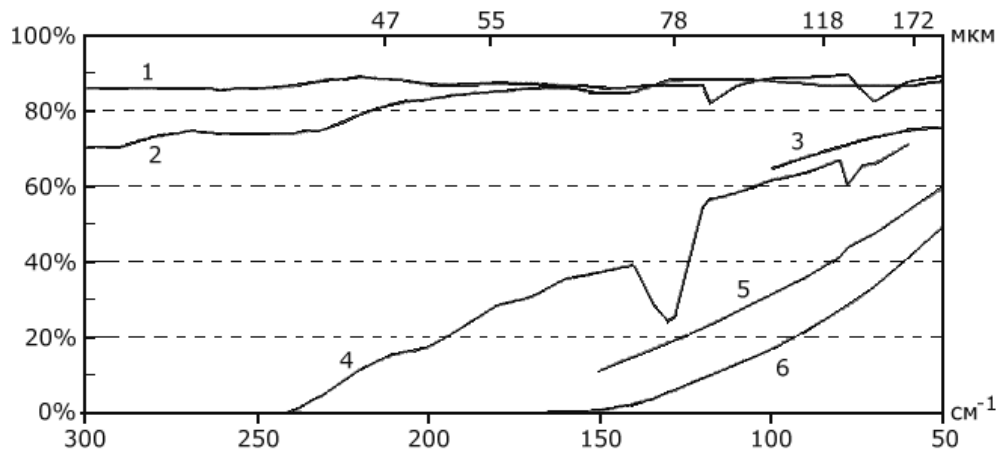


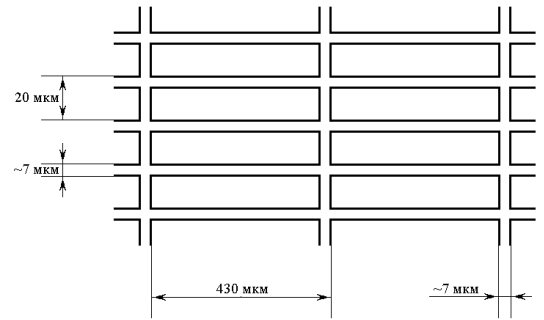
Рис. 8: Спектральное пропускание пластин толщиной h из:

- 1 — полиэтилена, $h = 0,8$ мм;
- 2 — поли-4-метилпентена (TPX), $h = 1$ мм;
- 3 — тефлона, $h = 1,8$ мм;
- 4 — кварца, $h = 2$ мм (вырезанного \perp оптической оси);
- 5 — сапфира, $h = 1$ мм (вырезанного \perp оптической оси);
- 6 — плавленого кварца, $h = 1$ мм.

3.3.3 Поляризаторы.

В качестве поляризаторов в ДИК диапазоне можно использовать металлические сетки с прямоугольной ячейкой. Типичный размер ячейки такой сетки 20×430 мкм. Спектрограмма коэффициента пропускания поляризатора, снятая на спектрофотометре FIS-3 "Hitachi", приведена на рис. 9 [7].

Сетка с прямоугольной ячейкой оптически эквивалентна двум одномерным структурам, наложенным друг на друга. От структуры с периодом 20 мкм (в рассматриваемом спектральном диапазоне) компонента излучения, поляризованная вдоль проволочек структуры, практически полностью зеркально отражается; другая же, ортогонально поляризованная компонента взаимодействует в основном со структурой с периодом 430 мкм, на которой она слабо дифрагирует.



4 Автоматизация измерений.

В процессе подготовки эксперимента значительное время было уделено автоматизации измерений. Это оправдывается тем, что привлечение компьютера к проведению измерений позволяет собирать большее количество экспериментальных данных за время проведения эксперимента, что во многих случаях позволяет повысить точность и выявить особенности экспериментальных зависимостей, которые часто ускользают при ручном проведении эксперимента. В простейшем случае применение компьютера позволяет совместить возможности многоперьевого самописца со всей мощью цифровых методов обработки информации, таких как преобразование координат, аппроксимация, Фурье-анализ и т.д. Подключение к компьютеру таких специализированных измерительных приборов как, например, Lock-In Amplifier позволяет соединить широкие возможности таких приборов с удобными средствами хранения и обработки информации.

Для этого были написаны и отлажены два модуля к ядру¹ Linux с патчем² Real Time Linux [30]

¹ Ядром (Kernel) называется резидентная, то есть постоянно находящаяся в оперативной памяти, часть UNIX-системы. Ядро содержит системные программы, выполняющие диспетчерские функции, управление ресурсами ЭВМ, распределение памяти, доступ к дисковым устройствам и т.д. Подробнее см., например [29]

² Патч — программа, которая при запуске автоматически изменяет текст другой программы с тем чтобы привести

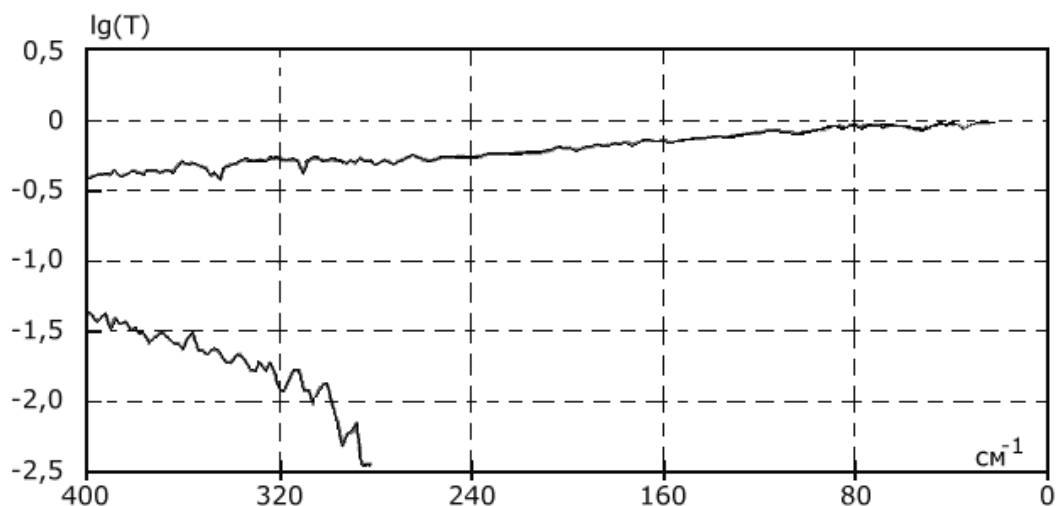


Рис. 9: Спектральная зависимость коэффициента пропускания поляризатора.

Поляризатор изготовлен из сетки с ячейкой 20×430 мкм². Приведены графики для двух случаев поляризации проходящего излучения.

версии 3.0pre8 (использование более старых версий не рекомендуется, хотя с любыми версиями 3.0x они должны работать).

Применение патча `rtlinux` позволяет превратить систему с вытесняющей многозадачностью, какой является Linux, в систему реального времени. В системе с вытесняющей многозадачностью система сама решает, когда предоставить время для работы какого-либо процесса и сколько будет длиться квант времени отведенный ему. В системе реального времени, создаваемой `rtlinux`'ом имеется свое ядро реального времени, а стандартное ядро Linux запущено под ним как один из процессов³ с низким приоритетом и образует пользовательское пространство. При этом все обычные пользовательские процессы и программы, написанные для обычного Linux'a имеют возможность выполняться обычным образом, как в системе с вытесняющей многозадачностью. Но кроме обычных пользовательских процессов имеется возможность создавать процессы реального времени, которые работают с высшим по отношению к прочим процессам приоритетом и сами решают, когда закончить (или приостановить) свою работу и предоставить время для работы других процессов. Основной задачей систем реального времени является обработка сигналов с гарантированным временем реагирования. Т.е. существует некоторый класс сигналов для которых система реального времени гарантирует, что их обработка для получения отклика даже в худшем случае начнется не позже, чем через определенное время после его поступления. Для указанной версии `rtlinux`'а это время составляет около 15 мкс. Системы же с вытесняющей многозадачностью вообще говоря не гарантируют, что каждый поступивший сигнал вообще будет обработан, и тем более, что он будет обработан (или хотя бы его обработка будет начата) через какое-то определенное время. Хотя на практике получается, что большинство сигналов обрабатывается за удовлетворительное время и для многих задач не оправдано прилагать усилия для достижения лучшего результата. Однако, в некоторых задачах, в том числе в физическом эксперименте, такое состояние не удовлетворительно, и получение отклика на сигнал должно быть гарантировано, что и достигается применением систем реального времени.

`RTlinux` позволяет создавать процессы реального времени и `фифо`⁴ реального времени. Процесс реального времени может возобновлять свою работу регулярно по таймеру или в ответ на поступивший сигнал. Сигнал поступает, например, при поступлении данных в `фифо`. Процессы могут содержать новые особенности и дополнительные функции.

³Обычно термин «процесс» означает пользовательскую программу расположенную непосредственно в памяти на этапе ее выполнения и находящуюся под управлением ядра. В данном случае применение этого термина к ядру Linux подчеркивает, что в этой системе оно само находится под управлением ядра системы реального времени, которое может ограничивать доступные ядру Linux ресурсы в пользу процессов реального времени.

⁴Фифо от английского сокращения FIFO: first in — first out. Фифо-файлы называют также *именованными каналами*. Это особые файлы канальных устройств, находящиеся непосредственно в памяти и используемые для межпроцессного взаимодействия. Процесс может подключиться к фифо для чтения, записи и чтения-записи данных. Данные, записываемые в фифо, хранятся в буфере фиксированного размера и выбираются по алгоритму «первым пришел — первым вышел». Фифо реального времени в `rtlinux` имеют некоторые особенности.

несколько потоков⁵, каждый из которых может работать достаточно независимо. При необходимости потоки синхронизируют свою работу с помощью взаимоисключающих блокировок, условных переменных и семафоров. Фифо реального времени используются для передачи данных от пользовательских программ к *rt*-модулям и обратно. Отличаются гарантированным временем отклика модуля на поступление данных и тем, например, что их размер задается при создании.

Процессы реального времени реализуются в качестве подгружаемых к ядру модулей.

Модули, которые были написаны мной, по своим функциям, являются аналогами драйверов соответствующих устройств. Один для Lock-In Amplifier SR830 (модуль *ser*), другой к плате L-154 фирмы L-card (модуль *l-154*). Введение работы с приборами непосредственно в ядро (в виде модулей) обеспечивает этим операциям необходимый приоритет и заданную периодичность (начало выполнения периодически повторяющегося блока позиционировано во времени с погрешностью < 1 мс).

При написании модулей использовалась идея многопоточкового программирования. Многопоточковое программирование можно использовать для разработки приложений, части которых достаточно обособлены и могут выполняться параллельно. Эти приложения можно запускать на многопроцессорных системах эффективно используя аппаратные ресурсы. Однако, производительность многопоточкового приложения лучше даже если оно запускается на однопроцессорной системе. Например, если один из потоков блокируется (например, ждет следующего отсчета таймера) может выполняться другой поток.

В наших модулях реализовано по три потока. Один отвечает за периодическую посылку команды прибору и «просыпается» по таймеру, другой отвечает за обработку вновьпоступившей команды и запускается каждый раз при записи команды в фифо-команд, третий отвечает за чтение данных с прибора и запись их в фифо-данных и возобновляет работу каждый раз при поступлении аппаратного прерывания с прибора.

Следует отметить, что программирование систем реального времени практически невозможно без многопоточкового программирования.

Везде, где возможно (где позволяло API данной версии *rtlinux*), применяются функции стандарта Posix [28] для многопоточкового программирования.

Модули обеспечивают следующие основные возможности, общие для двух модулей:

1. Модуль может с определенным периодом посылать на соответствующий прибор команды и, если необходимо, опрашивать отклики прибора.
2. Модуль может вместе с поступающими с прибора данными возвращать комментарии в соответствии с поступавшими командами, которые могут быть необходимы для синхронизации получаемых данных с внешними событиями.
3. Модуль может изменить период посылки команд или прекратить их подачу в соответствии с поступившими указаниями.

Все указания для модулей посылаются внешней (по отношению к ядру) управляющей программой или непосредственно с клавиатуры в фифо команд (для каждого модуля свое), считываются оттуда модулем, который действует в соответствии с поступившими указаниями.

Каждая новая команда, подаваемая модулю, не только выполняется, но и записывается в фифо данных в качестве комментария. Имеется возможность посылать в фифо команд произвольные комментарии, которые не выполняются, а только передаются в фифо данных.

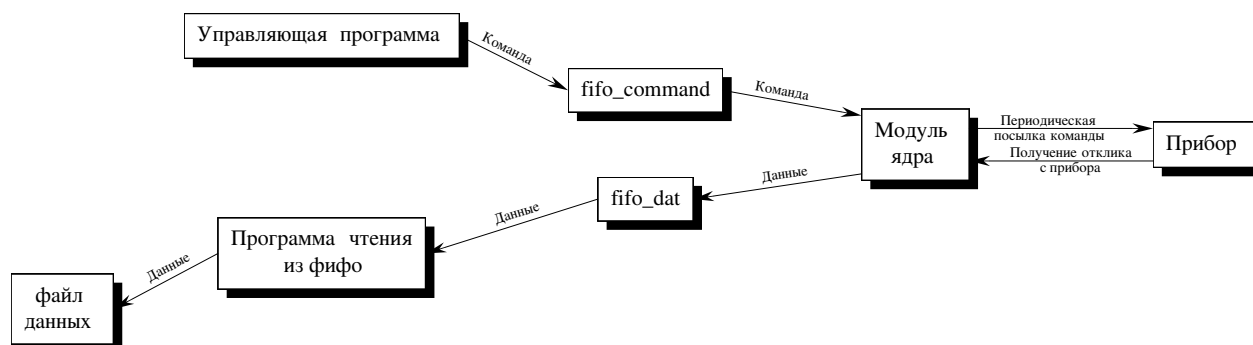
Каждая команда на опрос выполняется периодически до тех пор, пока не поступит следующая команда на опрос или команда прекратить опросы. Все команды выполняются не менее, чем по одному разу. Если команды поступают непосредственно одна за другой, то ровно по одному разу.

Данные, поступившие с приборов и комментарии записываются в фифо данных и считываются оттуда внешней программой, которая записывает их уже в файл данных. После этого файл данных можно обрабатывать или просматривать любым удобным образом. Просмотр и простейшие операции с данными (например, усреднение данных полученных в серии измерений, проведенных при одинаковых условиях, отбрасывание нескольких первых измерений в серии, во время которых происходило установление нового значения после воздействия, и т.д.) удобно организовать, например, с помощью небольших программ на Perl. Для графической визуализации данных внутри такой программы можно вызывать программу *gnuplot* и передавать ей необходимые команды.

Таким образом, минимальный комплект ПО (см. схему), необходимого для работы с одним прибором, включает модуль управления соответствующим прибором (подгруженный к ядру командой

⁵Поток выполнения — это элемент кода программы выполняемый последовательно. В много потоковой программе несколько элементов кода могут выполняться «параллельно», при этом каждый элементкода выполняется одним потоком управления.

insmod с параметрами содержащими номера fifo_command и fifo_dat) и две внешних (по отношению к ядру) программы. Одна содержит общую программу измерений и необходимый интерфейс пользователя. В простейших случаях она может заменяться командами, подаваемыми непосредственно в фифо с клавиатуры. Другая обеспечивает чтение данных из фифо данных и запись их в файл с заданным именем. Она одинакова для различных измерений, но для каждого модуля должен быть запущен отдельный экземпляр этой программы.



4.1 Аппаратное обеспечение.

В качестве аппаратного оборудования для создания системы автоматизации измерений кроме компьютера под управлением rtlinux использовалось следующее оборудование.

1. Карта L-154 производства компании L-card (www.lcard.ru). Карта имеет характеристики указанные в таблицах 8 и 9.

Модуль, написанный для карты, использует специфический для данной карты формат запросов и для применения с другой подобной картой потребует серьезных изменений.

2. Lock-In Amplifier SR830DSP компании Stanford Research Systems. Основная функция этого прибора — синхронное детектирование переменных сигналов на частотах вплоть до 100 кГц. Кроме этого прибор имеет много дополнительных возможностей. Например, он имеет 4 канала АЦП и 4 канала ЦАП и встроенный командный язык.

Lock-In подсоединен к компьютеру через компорт и использует протокол RS232. Модуль написанный для него не использует команд специфичных для данного прибора, а только особенности протокола RS232. Поэтому он будет работать с другими приборами поддерживающими этот протокол практически без всяких изменений.

Модуль l-154.

Модуль l-154 реализует следующие возможности карты L-154:

1. Выставить на выходе ЦАП напряжение от $-5,12$ до $5,12$ вольт, заданное в вольтах или целыми числами от 0 до 4095.
2. Опросить одну из 16 пар входов АЦП в дифференциальном режиме или один из 32 входов АЦП в режиме с общей землей с заданным коэффициентом усиления (возможные значения КУ:
 - 1 — числа от 0 до 4095 на выходе АЦП квантуют диапазон от $-5,12$ до $5,12$ В.
 - 2 — числа от 0 до 4095 на выходе АЦП квантуют диапазон от $-2,56$ до $2,56$ В.
 - 5 — числа от 0 до 4095 на выходе АЦП квантуют диапазон от $-1,024$ до $1,024$ В.)

Кроме вышеупомянутых возможностей, имеются команды модулю изменить частоту опроса АЦП, записать заданный комментарий и прекратить подачу команд на опрос АЦП. Модуль позволяет устанавливать периоды запросов минимум до нескольких миллисекунд практически независимо от числа опрашиваемых каналов. Это ограничение не является принципиальным и при необходимости может быть несколько снижено. Время физически необходимое для опроса одного канала АЦП ~ 10 мкс определяется возможностями карты. Кроме этого неизбежно возникает некая задержка на обработку

Таблица 8: Характеристики АЦП карты L-154

Количество каналов	<ul style="list-style-type: none"> • дифференциальных 16 • с общей землей 32
Разрядность	12 бит
Время преобразования	1.7 мкс
Входное сопротивление	2МОм
Диапазон входного сигнала	± 5.12 В, ± 2.56 В, ± 1.024
Максимальная частота преобразования	70 кГц
Защита входов	<ul style="list-style-type: none"> • при включенном питании компьютера входы защищены на ± 20 В • при выключенном питании входы защищены на ± 10 В.
Интегральная нелинейность преобразования	± 0.8 МЗР, макс. ± 1.2 МЗР
Дифференциальная нелинейность преобразования	± 0.5 МЗР, макс. ± 0.75 МЗР
Время установления аналогового тракта при максимальном перепаде напряжения	4 мкс
Межканальное прохождение	<ul style="list-style-type: none"> • На полосе 10 кГц меньше 0.5 МЗР • На полосе 50 кГц < 1 МЗР
Смещение нуля	± 0.5 МЗР, макс. 1 МЗР
Полоса пропускания сигнала	не более 250 кГц

Таблица 9: Характеристики АЦП карты L-154

Количество каналов	1
Разрядность	12 бит
Время установления	10 мкс
Выходной диапазон	± 5.12 В

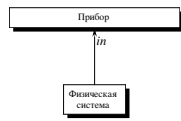
поступающих команд и данных, и реально возможный минимальный период опроса составит несколько десятков микросекунд.

Модуль ser.

Модуль ser позволяет подавать на Lock-In, подсоединенный к компьютеру через последовательный порт любые команды, предусмотренные внутренним языком Lock-In'a. Если это команда опроса, то обеспечивает опрос Lock-In'a с заданным периодом. Имеются команды модулю изменить частоту опроса АЦП, записать заданный комментарий и прекратить подачу команд на опрос АЦП. Минимальный период, при котором не возникает ошибок зависит от числа опросов и составляет около 30–40 мс на опрос зависимости от количества символов в опросе и получаемых данных. Это время практически точно совпадает с оценкой полученной из максимальной возможной для Lock-In'a данной модели частоты передачи данных по последовательному интерфейсу, что показывает, что затраты времени на программную обработку в данном случае незначительны.

Примеры применения.

- 1) Простейшим примером применения этой системы (с точки зрения сложности управляющей программы) является такая схема измерений.



Имеется некая физическая система, которая каким-либо образом эволюционирует, изменяя со временем свои свойства. И пусть нас интересует зависимость одного или нескольких ее свойств от времени. Естественно, эти ее свойства должны быть каким-либо образом преобразованы в электрический сигнал необходимого диапазона напряжений.

Тогда одновременно измеряя все интересующие нас свойства с периодом несколько меньшим характерного времени изменения самого быстро меняющегося из этих свойств получаем таблицу значений. Далее с помощью этой таблицы можно строить зависимости этих свойств от времени или находить связь между этими свойствами.

	свойство1	свойство2
T
2T
...
nT

- 2) Лишь немногим сложнее другая распространенная ситуация.



Имеется некая физическая система и некое внешнее воздействие на нее. Измеряется отклик системы в зависимости от этого воздействия. Подразумевается, что воздействие и отклик могут быть каким-либо образом преобразованы в электрический сигнал.

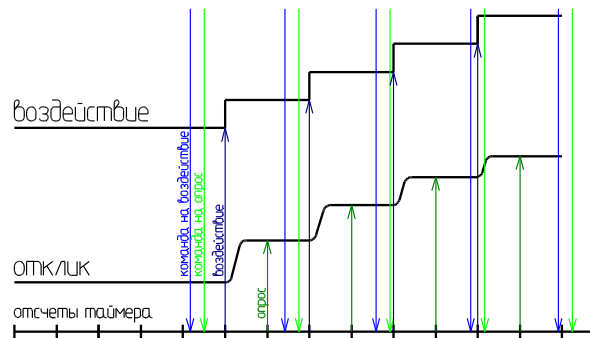
Тогда одновременно измеряя воздействие и отклик с периодом много меньшим характерного времени изменения воздействия или отклика получаем таблицу значений.

	воздействие	отклик
T
2T
...
nT

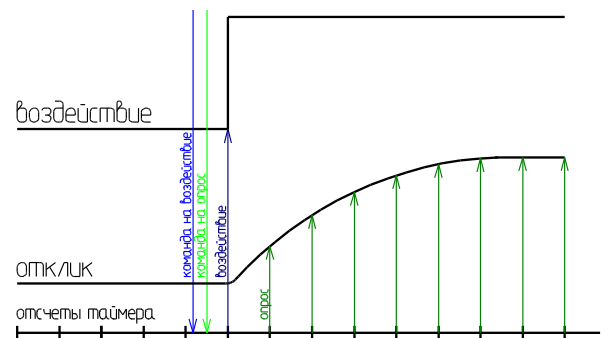
- 3) Еще одна возможность заключается в том, чтобы воздействие генерировать самим прибором.



В этом случае могут потребоваться немного различные виды управляющих программ в зависимости от характерного времени реагирования системы по сравнению с периодом опроса системы.



(a)

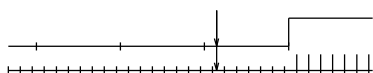


(b)

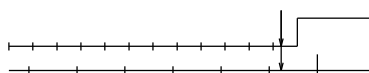
- 4) Взаимодействие приборов (нужно, например, для их калибровки или в том случае, когда необходимо задавать воздействие на систему одним прибором, а отклик регистрировать другим).



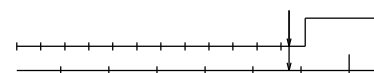
Для такой калибровки необходимо знать какому значению выставленному на *out* одного прибора соответствует значение, полученное на *in* другого, т.е. последовательно свести действия обоих приборов в один файл данных. Для этого управляющая программа первого посылая команду на изменение состояния его выхода одновременно посылает комментарий в фифо второго. При такой постановке желательно, чтобы период первого был меньше, чем второго, иначе измеренные вторым уже после получения комментария значения могут относиться к предыдущему значению на выходе первого. Если период второго больше, чем первого, то может быть получено не более одного ошибочного (относящегося к предыдущему состоянию выхода первого) измерения.



(с) Период первого больше, чем второго. Выполнено несколько измерений относящихся к предыдущему состоянию выхода первого.



(d) Период первого меньше, чем второго. Ни одного «ошибочного» измерения



(е) Период первого меньше, чем второго. Одно «ошибочное» измерение

Заключение.

Данная работа посвящена подготовке эксперимента по спектроскопии двумерных электронных состояний над поверхностью твердых диэлектриков. Основные результаты работы состоят в следующем.

1. Освоен и усовершенствован метод изготовления полиэтиленовых линз, пригодных для работы в далеком инфракрасном диапазоне, путем горячего штампования.
2. Освоены методики изготовления и изучены характеристики фотоприемников применяемых в далеком инфракрасном диапазоне. В частности $Ge : Sb$ и $InSb$.
3. Изготовлен радиочастотный датчик электронов.
4. Разработана компьютерная система автоматизации измерений.

В заключение я хочу выразить искреннюю признательность всем сотрудникам кафедры за внимание и полученные знания на протяжении всего периода обучения. Особую благодарность хочу выразить В.В.Завьялову за хорошее отношение и повседневное руководство. Также хочу поблагодарить Е.Ю.Шампарова за ценные советы и техническую помощь. Я благодарна также своему мужу, Ю.А.Зотову, за понимание, долготерпение, внимание к моей работе и повседневную помощь.

Список литературы

- [1] *А.Китаев, А.Шень, М.Вялый*
Классические и квантовые вычисления.
- [2] *P.M.Platzman, M.I.Dikman*
Quantum Computing with Electrons Floating on Liquid Helium
Science v.284, p.1967–1969, 1999
- [3] *Lea M.J., Frayne P.G., Mukharsky Y.U.*
Could we quantum compute with electrons on helium?
Firtschr. Phys. v.48 (9-11): p.1109–1124, 2000
- [4] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.*
Электродинамика сплошных сред.
//М:Наука, 1982, с.61.
- [5] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.*
Квантовая механика.
//М:Наука, 1974, с.146.
- [6] *Ordal M.A. et al.*
Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W & Mo at submillimeter wavelengths.
// Appl.Opt. 27, no. 6, p.1203–1209, 1988
- [7] *Завьялов В.В.*
Дис. на соискание уч.ст.канд.физ.-мат.наук, М.: ИФП АН СССР, 1976.
Лазер на парах воды с генерацией ортогональных поляризаций для диагностики плазмы.
- [8] *Смольянинов И.И.*
Дис. на соискание уч.ст.канд.физ.-мат.наук, М.: ИФП АН СССР, 1989.
Спектроскопия двумерных электронных систем над поверхностями твердых диэлектриков.
- [9] *Эдельман В.С.*
Исследование резонансных свойств электронов, локализованных над жидкими He^3 и He^4
ЖЭТФ, 1977, Т.77 №2, с. 673–691.
- [10] *Sommer W.T.*
Liquid helium as barrier to electrons.
//Phys.Rev.Lett., 1964, v.12, №11, p.271–273.
- [11] *P.Leiderer* Electrons at the Surface of Quantum Systems
//Jornal of Low Temperature Physics, Vol. 87, Nos. 3/4, 1992, p.247–278
- [12] *Татарский В.В.*
Электроны на тонкой пленке гелия.
Дис. на соискание уч.ст.канд.физ.-мат. наук, Черногловка: ИФТТ АН СССР, 1987.
- [13] *Володин А.П., Эдельман В.С.*
Спектр электронов, локализованных над жидким He^3 .
//Письма в ЖЭТФ, 1979, Т.30, №10, с.668–671.
- [14] *Трояновский А.М., Володин А.П., Хайкин М.С.*
Локализация электронов над поверхностью жидкого водорода.
//Письма в ЖЭТФ, Т.29, №1, с.65–68.
- [15] *Трояновский А.М., Володин А.П., Хайкин М.С.*
Локализация электронов над поверхностями кристаллических водорода и неона.
//Письма в ЖЭТФ, Т.29, №7, с.421–425.
- [16] *Хадсон Р.*
Инфракрасные системы.
/Пер. с англ.; Под ред. Н.В. Васильченко. — М.: Мир, 1972.

- [17] *Loewenstein E.V., Smith D.R., Morgan R.L.*
Optical constants of far infrared materials. 2:Cryst. Solids.
// Appl.Opt. 12, no.2, p.398–406, 1973
- [18] *Москалев Б.И.*
Разряд с полым катодом.
М.: Энергия, 1969.
- [19] *Браверман Н.Р., Воробьев Л.И., Согласнова В.А., Шоломицкий Г.Д.*
Полосовые сеточные фильтры для длинноволновой ИК-области.
Препринт ИКИ АН СССР, №223, М., 1975.
- [20] *Бугаев В.А.*
О механизме генерации субмиллиметрового лазера на парах воды.
// Р. и Э., Т.14, №6, с.1126–1127, 1969
- [21] *Paul D.Coleman*
WA1–Far-Infrared Molecular Lasers.
// IEEE Journal of Quantum electronics QE-9, no. 1, p.130–138, 1973
- [22] *Benedict W.S., Pollack M.A., Tomlinson W.J.*
The water-vapor laser.
// IEEE Journal of Quantum electronics QE-5, no. 2, p. 108 - 124, 1969
- [23] *van de Hulst H.C.*
// Astrophys.J. 112, p. 1, 1950
- [24] *Аксененко М.Д., Бараночников М.Л.*
Приемники оптического излучения (справочник).
М. "Радио и связь", 1987.
- [25] *Надь Ф.Я., Панков В.Г., Рулев К.А.*
Перестраиваемый приемник длинноволнового ИК излучения.
//Р. и Э., 1970, №2, с. 371 - 375.
- [26] *Carli B., Mechiorri F.*
Considerations about far-infrared detectors for astronomical purposes.
//TESRE-CNR Infrared section.
- [27] *Богомолов Г.Д., Завьялов В.В., Зотова Е.А., Шампаров Е.Ю.*
Быстродействующий перестраиваемый детектор излучения субмиллиметрового диапазона на циклотронном резонансе в InSb
//ПТЭ, 2001.
- [28] *Теренс Чан*
Системное программирование на C++ для Unix.
ВНУ, Киев, 1997
- [29] *Сергей Дунаев*
Unix system V. release 4.2.
"Диалог-МИФИ", Москва, 1997
- [30] <http://www.rtlinux.org>