

# ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЗС ФОТОМАТРИЦЫ

Преподаватель: к.ф.-м.н., Юфа Владимир Наумович  
(ТРИНИТИ)

## СОДЕРЖАНИЕ

I.	Введение.	2
II.	Полупроводниковые ПЗС фотоматрицы.	3
III.	Методы определения параметров ПЗС фотоматрицы.	9
IV.	Краткий обзор используемых компьютерных программ: телезахват, photostyler, mathcad, grapher.	16
V.	Схема и порядок выполнения лабораторной работы.	18
VI.	Контрольные вопросы.	20
VII.	Список литературы.	21

### I. Введение

Бурное развитие электроники, телевизионной техники, информатики и компьютерных технологий, произошедшее в конце второго тысячелетия, не могло не коснуться такой важной области естествознания, как экспериментальная физика. Был разработан, создан и успешно применен в технике физического эксперимента целый ряд диагностических приборов, представляющих собой симбиоз современного персонального компьютера (ПК), программного обеспечения прикладного характера и полупроводниковых телевизионных

камер на базе приборов с зарядовой связью (ПЗС). Такие приборы значительно упростили настройку диагностической аппаратуры, уменьшили время обработки экспериментальных данных и тем самым расширили возможности эксперимента.

Действительно, пусть, например, мы исследуем спектр, используя фотопленку в одном случае, и ПЗС-камеру – в другом. Понятно, что в части спектральной аппаратуры всё будет одинаково или практически одинаково. Что же касается регистрации и обработки спектрограмм, то здесь различия существенны.

При старом, добром, традиционном способе регистрации на фотопленку необходимо:

- плёнку проявить (чтобы избежать ошибок, связанных с температурой проявителя, его свежестью, погрешностями во временах экспонирования и проявления, на плёнку необходимо заблаговременно впечатать 9-ступенчатый ослабитель или «клин»);
- получить, используя микрофотометр, денситограммы исследуемого спектра, спектра сравнения, 9-ступенчатого ослабителя и обработать их с тем чтобы перейти от почернений пленки к исходному распределению интенсивностей (данная процедура весьма трудоёмка и при самых благоприятных условиях занимает ~ 3 - 4 часа);
- отсканировать негатив на слайд-сканере и завести в ПК для дальнейшей обработки (необходимо отметить, что в большинстве сканеров есть регулируемые параметры, которые необходимо подбирать перед сканированием, добиваясь соответствия снятого 9-ступенчатого ослабителя или «клина» их паспортным данным), процедура долгая (~1 час), но вполне выполнимая.

Необходимо отметить также, что чаще всего при экспериментальных исследованиях производят съёмку не единичных кадров, а целых серий. Поэтому любые изменения в исследуемом процессе (интенсивность, расходимость сигнала, угол рефракции и т.д.), погрешности в настройке нашего

диагностического тракта (задели зеркало, не убрали диафрагму и т.д.) или в проявлении могут привести к тому, что негодной окажется вся фотоплёнка, а не ее единичный кадр.

ПЗС-камера в отличие от фотопленки регистрирует распределение не почернений, а интенсивностей. Поэтому при регистрации с помощью ПЗС-камеры сопряженной с ПК исследуемый спектр можно наблюдать на дисплее ПК в режиме реального времени, проводить его обработку и, при необходимости, оперативно вносить изменения в условия съемки или схему эксперимента.

Понятно, что такой прибор можно использовать как самостоятельный фоторегистратор, так и в комбинации с ЭОПом, осциллографом и другой диагностической аппаратурой. В более сложных устройствах существует возможность синхронизации фотосъемки с исследуемым явлением, что позволяет производить регистрацию быстропротекающих процессов во времени.

Данная лабораторная работа ставит своей целью исследование аппаратной функции прибора на базе ПЗС-камеры и возможностей его использования для регистрации различных оптических сигналов.

## **II. Полупроводниковые ПЗС фотоматрицы**

Замена вакуумных ТВ-камер на полупроводниковые твердотельные приборы связана с изобретением Б. Бойля и Дж. Смита, разработавших в 1969 г. концепцию приборов с переносом заряда, т.н. «приборов с зарядовой связью» (ПЗС) и предложивших их использование для телевидения. Основная идея ПЗС состоит в накоплении зарядов в конденсаторах с МОП (метал-окисел-полупроводник) структурой и передаче накопленных зарядов к устройству, измеряющему величину каждого из них. Передача накопленных зарядов осуществляется по цепочке таких же МОП-конденсаторов под действием специальных электрических управляющих импульсов. ПЗС-матрица представляет собой ортогональную, ячеистую структуру, формируемую на единой полупроводниковой подложке методами стандартной микроэлектронной техноло-

гии. При этом на полупроводниковой подложке (например,  $p$ -типа проводимости) формируется тонкий ( $0,1 - 0,15$  мкм) слой диэлектрика (обычно окисла), на который наносятся проводящие электроды (из металла или из поликристаллического кремния). Если к какому-либо из электродов приложить положительное напряжение, то в МОП-структуре возникает электрическое поле, под действием которого основные носители (дырки) уходят от поверхности полупроводника, так что у поверхности образуется потенциальная яма для электронов. Ортогональная структура ПЗС-матрицы, как правило, содержит от  $\sim 10^5$  ( $256 \times 512$ ) до  $\sim 2 \times 10^6$  ( $1024 \times 2048$ ) ячеек (пикселей). Размер каждой ячейки в различных ПЗС-матрицах колеблется в пределах от 5 до 15 мкм, а расстояние между ними составляет  $0,1 - 1,0$  мкм, так что полный размер матрицы обычно не превосходит 1 см. Каждая ячейка состоит из нескольких МОП-структур, служащих для детектирования (накопления заряда за счет фотоэффекта), хранения накопленного заряда и его дальнейшей транспортировки. До определенных пределов, т.е. в линейной части величина заряда, накопленного в каждой ячейке, пропорциональна экспозиции, т.е. числу фотонов, попавших на ее светочувствительный элемент за время экспонирования. Таким образом, распределение зарядов, накопленных в ячейках ПЗС-матрицы, пропорционально распределению освещенности спроецированного изображения, так что, измеряя накопленный в каждой из ячеек заряд, мы получаем двумерный числовой массив, определяющий измеряемое распределение освещенности  $E(x, y)$ .

Для понимания работы ПЗС рассмотрим основные свойства МОП-конденсатора. На рис. 1 изображена МОП-емкость, сформированная на полупроводнике  $p$ -типа ( $p$ -тип рассматривается как пример, все рассуждения применимы и к полупроводнику  $n$ -типа с соответствующими изменениями знаков). Состоит МОП-емкость из электрода (4), который может быть изготовлен из металла или сильно легированного поли-

кремния, диэлектрика (3) и полупроводниковой подложки (1).

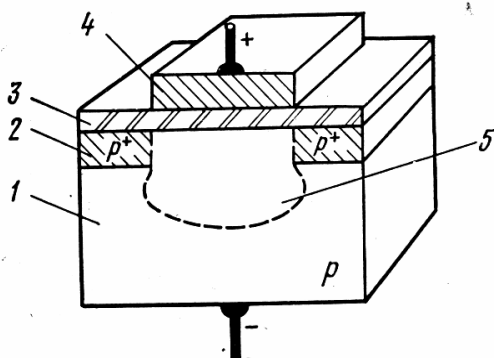


Рис. 1. МОП-конденсатор.

Для придания зарядам направления движения вдоль регистра с обеих сторон канала переноса создают стоп-каналы (2) – области, легированные более сильно, чем кремний в самом канале переноса. Потенциальная яма в стоп- канале не возникает, и пакет зарядов не расплывается. Сразу же после приложения напряжения основные носители очень быстро (за единицы пикосекунд) уходят от поверхности, образуется приповерхностный обедненный слой и потенциальную яму у поверхности электрода (5). ПЗС функционируют, используя нестационарное состояние МОП-структуры. Так как скорость термогенерации носителей мала, потенциальную яму МОП-структуры можно использовать для накопления и временного хранения сигнальных зарядовых пакетов. Вследствие процессов термогенерации, к хранящемуся в потенциальной яме сигнальному (информационному) заряду добавляется паразитный термогенерируемый заряд. Этот заряд в основном обусловлен термогенерацией электронно-дырочных пар на поверхности в обедненном слое и, в значительно меньшей степени, диффузией неосновных носителей из нейтральных

областей, примыкающих к обедненному слою. Естественно, что накапливаемый паразитный заряд искажает заряд сигнальный. Максимальное время накопления и хранения зарядов определяется свойствами полупроводника, допустимой степенью ошибки измерения, но, прежде всего, температурой ПЗС. Поэтому ПЗС высокого качества охлаждаются чаще всего с помощью встроенных полупроводниковых холодильников.

Если ПЗС осветить, то поглощаемые в полупроводнике фотоны вызывают генерацию электронно-дырочных пар. В обедненном слое под действием электрического поля эти пары разделяются: электроны локализуются в потенциальных ямах, а дырки выносятся в нейтральную область полупроводника. Величина зарядового пакета, накапливаемого в каждом элементе, как мы уже говорили, пропорциональна усредненному по площади фоточувствительного элемента потоку фотонов, времени накопления и квантовой эффективности, которая, учитывая отражение и поглощение света, составляет 0,2–0,4.

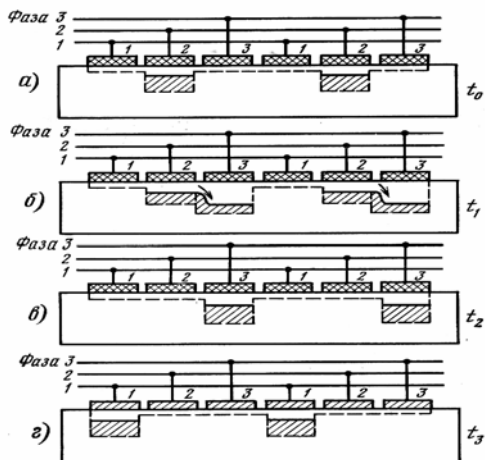
Как и другие полупроводниковые фотодетекторы, ПЗС имеют определенную область спектральной чувствительности, т.е. область длин волн, в которой осуществляется эффективное преобразование светового потока в зарядовые пакеты. Длинноволновая ее граница определяется шириной запрещенной зоны полупроводника и для кремния составляет 1,1 мкм. Коротковолновая граница равна 0,4–0,5 мкм и обусловлена сильным поглощением коротковолновых квантов в приповерхностном слое, в котором одновременно с фотогенерацией носителей интенсивно происходит их рекомбинация.

Рассмотрим процесс переноса информационного заряда по цепочке МОП-конденсаторов на примере сдвигового регистра, структура которого изображена на рис. 2, причем каждый элемент этой структуры образован тремя МОП-конденсаторами.

Одноименные электроды всех элементов электрически соединены шинами, образуя фазовые электродные системы (упрощенно – фазы). В данном примере три фазы и сдвиговый регистр называют трехфазным. В общем случае число фаз может составлять 1, 2, 3 и более.

Пусть в такой трехфазной системе высокий уровень смещения подан на вторую фазу, на первой и третьей фазах низкий уровень (рис. 2а).

Когда под электродами второй фазы накопятся зарядовые пакеты, высокий уровень смещения на ней переключают на низкий, а на одну из соседних фаз, например на третью, расположенную справа, одновременно подается высокий уровень смещения. Как результат – заряды начнут перетекать в пустые ямы справа. Налево они двигаться не будут, так как на электродах первой фазы смещение оставлено на низком уровне (рис. 2б). На рис. 2б, 2в видно, что перенос зарядовых пакетов вправо произойдет одновременно во всех элементах сдвигового регистра. Далее, высокий уровень смещения с третьей фазы переключается на первую фазу, и все заряды одновременно перенесутся еще на один шаг (рис. 2г), затем с первой фазы на вторую и т.д. При считывании информации с ПЗС-матрицы все ее строки таким же образом сначала одновременно перемещаются вниз и нижняя строка оказывается в сдвиговом регистре. Затем информационные заряды перемещаются вдоль структуры сдвигового регистра и измеряются



на его выходе. Этим завершается считывание нижней строки, после чего описанная операция многократно повторяется до тех пор, пока все строки не будут считаны.

Более подробно о принципах построения и архитектуре современных ПЗС матриц можно узнать из литературы [1, 2, 3, 4, 5]. Пока же подчеркнем: задача данной лабораторной работы вовсе не изучение физических процессов в ПЗС. Мы будем исследовать характеристики ПЗС - фотокамеры не сильно задумываясь о ее внутреннем устройстве. Для нас это «черный ящик», входной сигнал которого – это исследуемое «изображение», пространственное распределение светового потока  $E(x, y)$ , а выходной сигнал – числовой массив его характеризующий. Наша задача – определить ошибку измерения и установить с какой точностью может быть восстановлена функция  $E(x, y)$ .

### **III. Методы определения параметров ПЗС фото-матрицы**



Чтобы решить нашу задачу необходимо иметь сведения об аппаратной функции  $g(x)$  или частотно-контрастной характеристике  $K(f)$ , входной чувствительности (квантовой эффективности приемного устройства), максимально допустимом значении входного сигнала  $E_{\max}$  и действующих в системе шумах. Критерии, определяющие выбор схемы исследования параметров такого регистратора, а также современный подход к различным регистрирующим системам, с точки зрения теории информации, подробно изложены в работе [6]. Мы ограничимся кратким обзором одной из ее частей.

Оптические изображения, регистрируемые в современном физическом эксперименте, чаще всего предназначены не для непосредственного визуального восприятия, а необходимы как исходные данные для расчета пространственного распределения параметров объекта исследования. Более того, в основном это и не изображения в традиционном смысле этого слова, а лишь числовой массив, отражающий распределение освещенности на входе в измерительную систему. Требования, предъявляемые к такому массиву чисел, т.е. к выходному изображению, обусловлены той точностью, с которой необходимо определить набор функций координат и времени, описывающих состояние объекта исследования и являющихся конечной целью измерений. Возможность удовлетворить этим требованиям зависит от конкретных параметров используемых измерительно-регистрирующих систем. Последние обычно состоят из ряда устройств, многократно трансформирующих приносимую со световым потоком информацию так, что выходные изображения подчас существенно отличаются от входных. Это, собственно, и определяет потерю точности.

Большинство измерительно-регистрирующих систем конструируются так, чтобы в пределах того динамического диапазона, на который они рассчитаны, эти системы были бы системами линейными. В частности, это означает, что к ним применимы принципы суперпозиции:  $f(x + y) = f(x) + f(y)$  и  $f(ax) = af(x)$ . В теории линейных систем [7] входной сигнал

$f_{\text{вх}} = f_{\text{вх}}(x)$  называется воздействием, а выходной сигнал  $f_{\text{вых}} = f_{\text{вых}}(x)$  – откликом. При импульсном методе исследования в качестве тестовых воздействий используется единичная

функция  $\chi(x) \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0 \\ 1 & \text{при } x \geq 0 \end{cases}$  или единичный импульс (дельта-

функция)  $\delta(x)$ , определенный так, что  $\delta(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } x \neq 0 \\ \infty & \text{при } x = 0 \end{cases}$

и  $\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1$  (В оптике – это «край освещенного поля» или

«щель с шириной меньше нормальной» соответственно). Естественно, что эти математические абстракции весьма удобные для анализа не могут быть представлены реальными физическими объектами. Последние обычно описываются аппроксимирующими функциями, например:

$$\delta_1(x) = \frac{\alpha}{\sqrt{\pi}} \exp\{-\alpha x^2\} \quad \text{и} \quad \chi_1(x) = \frac{1}{2} + \Phi(\alpha x) \quad \text{где} \quad \Phi(z) =$$

интеграл вероятностей  $\Phi(z) = (2\pi)^{-1/2} \int_0^z \exp(-u^2/2) du$ . При

этом, как и раньше,  $\int_{-\infty}^{\infty} \delta_1(x) dx = 1$ .

Отклик системы на единичный импульс называется импульсной реакцией (в оптике – аппаратной функцией) и обозначается нами  $g(x)$ . Отклик системы на единичную функцию называется переходной функцией и обозначается  $h(x)$ . Заметим, что  $g(x)$  и  $h(x)$ , равно как и  $g_1(x)$  и  $h_1(x)$ , связаны соотношениями  $\delta(x) = \frac{d}{dx} [\chi(x)]$ ,  $g(x) = \frac{d}{dx} [h(x)]$ .

Функция  $g(x)$  полностью описывает измерительную систему без помех, поскольку с ее помощью можно однозначно связать сигналы на входе и выходе системы

$f_{\text{вых}}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{\text{вх}}(x')g(x - x')dx'$ . При анализе двумерных изо-

бражений используется двумерная дельта-функция  $\delta(x, y)$ ;

функция  $\delta_2(x, y) = \begin{cases} 1/\pi a^2 & \text{при } (x^2 + y^2) \leq a^2 \\ 0 & \text{при } (x^2 + y^2) > a^2 \end{cases}$  (так назы-

ваемая «светящаяся точка»), или функция Гаусса от двух пе-

ременных  $\delta_1(x, y) = \frac{\alpha^2}{\pi} \exp\{-\alpha^2(x^2 + y^2)\}$ . Разумеется,

при этом аппаратная функция также будет функцией двух аргументов, а сигналы на входе и выходе будут связаны между собой двумерным уравнением:

$$I_{\text{вых}}(x, y) = \iint I_{\text{вх}}(x', y')g(x - x', y - y')dxdy.$$

При частотном методе исследования в качестве тестовых воздействий применяются синусоидальные входные сигналы, а роль аппаратной функции выполняет коэффициент передачи – комплексно-значная функция, определяющая отношение

$$\text{выходного } I_{\text{вых}} \text{ сигнала ко входному } I_{\text{вх}} : K(\omega) = \left. \frac{I_{\text{вых}}}{I_{\text{вх}}} \right|_{\omega}.$$

При этом  $K(\omega) = A(\omega)\exp\{-i\varphi(\omega)\}$ , причем функция  $A(\omega) = |K(\omega)|$  называется амплитудно-частотной характеристикой а функция  $\varphi(\omega)$  – фазово-частотной характеристикой. Заметим, что  $I_{\text{вх}}(\omega) = \Phi_{\text{вх}}(\omega)$  и  $I_{\text{вых}}(\omega) = \Phi_{\text{вых}}(\omega)$  соответственно являются Фурье-образами входного и выходного сигналов:

$$\Phi_{\text{вх}}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{\text{вх}}(x)\exp\{-i\omega x\}dx, \quad \Phi_{\text{вых}}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{\text{вых}}(x)\exp\{-i\omega x\}dx.$$

Их связь в Фурье-пространстве проста и наглядна  $I_{\text{вых}}(\omega) = K(\omega)I_{\text{вх}}(\omega)$  поскольку коэффициент передачи как раз и показывает ослабление каждой спектральной компоненты при прохождении системы. Естественно, что восстановление сигнала по его Фурье-образу осуществляется с помощью обратного преобразования Фурье:

$f(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\omega) \exp\{i\omega x\} d\omega$ . Известно, что аппаратная функция  $g(x)$  и коэффициент  $K(\omega)$  передачи связаны парой преобразований Фурье:  $g(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K(\omega) \exp\{i\omega x\} d\omega$  и  $K(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) \exp\{-i\omega x\} dx$ .

Можно показать, что если аппаратная функция симметрична относительно своего максимума, т.е. функция четная:  $g(x) = g(-x)$ , то  $\varphi(\omega) \equiv 0$  и значения функции  $K(\omega)$  – действительные числа. Для такого рода систем коэффициент передачи строго адекватен частотно-контрастной функции или, как чаще ее называют в технической оптике, частотно-контрастной характеристике (ЧКХ), которая экспериментально определяется по максимальным и минимальным значениям освещенности в выходном изображении ( $E_{\max}$  и  $E_{\min}$  соответственно) при подаче на вход периодической структуры, освещенность, в которой изменяется по синусоидальному закону:  $K(\omega) = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}$ .

Аппаратная функция  $g(x)$  по определению – отклик системы на входной сигнал типа  $\delta(x)$ . Поэтому, казалось бы, метод измерения здесь прост. Действительно, для того чтобы  $E_{\text{вых}}(x) \approx g(x)$ , достаточно спроецировать на вход системы изображение щели с шириной  $d \ll \beta$ , где  $\beta$  – т.н. «полуширина» аппаратной функции. К сожалению, погрешность именно такого метода измерения крайне велика. Тому три причины: обычная недостаточность динамического диапазона системы регистрации  $E_{\text{вых}}(x)$ , несовершенство проецирующей оптики и высокий уровень шумов. Рассмотрим их по порядку. Первая трудность заключается в необходимости определить аппаратную функцию с достаточно малой и примерно одинаковой относительной погрешностью как вблизи ее максимума,

так и в далеких крыльях распределения. (Только в этом случае можно надеяться в обратной задаче получить устойчивость решения при высокой точности восстановления.) Динамический диапазон обычных систем регистрации не представляет таких возможностей, однако выход здесь есть. Стандартный прием состоит в том, что за коллимирующим объективом, в фокальной плоскости которого расположена щель, помещается клин. Многократные отражения от его граней позволяют на входе в систему получить ряд убывающих по яркости изображений щели. Понятно, что теперь значения  $g(x)$  в крыльях и максимуме могут быть измерены по разным изображениям, а результаты сшиты. Это, конечно, дополнительные заботы, но что поделаешь. Вторая трудность обусловлена требованиями к разрешающей способности проецирующей системы, поскольку полуширина ее аппаратной функции должна быть много меньше полуширины аппаратной функции исследуемой системы. Данному требованию (если к тому же проецирующая система снабжена описанным клиновым мультипликатором) можно удовлетворить лишь применяя весьма длиннофокусные объективы. Это, естественно, мало удобно, но принципиально возможно. Хуже с шумами. Дело в том, что ширина проекции щели, т.е. ее линейный размер во входном изображении принципиально должен быть много меньше  $\beta$ . Как следует из всего изложенного выше, шумы при этом будут чрезмерно велики, а значит велика погрешность и измеренных значений  $g(x)$ . Конечно, можно пытаться уменьшить ошибку измерения, используя статистику повторных испытаний или увеличивая, сколь это возможно, размер щели по ее длине, но существенно улучшить ситуацию такими приемами нельзя. Если функциональная зависимость  $g(x)$  известна, измерять  $\beta$ , проецируя щель на вход системы, разумно. В этом случае может быть достигнута приемлемая точность, поскольку все выходные отсчеты будут использованы для вычисления одного параметра. Однако для определения  $g(x)$  в общем случае такой метод плохо подходит.

Какова же альтернатива? Она ясна – следует искать  $K(\omega)$ , а  $g(x)$  вычислять используя операцию обратного фурье-преобразования. В этом случае на вход подается сигнал  $E_{\text{вх}}(x) = \bar{E}(1 + \text{Sin}\omega x)$ , и вся совокупность выходных отсчетов используется для определения единственного параметра – амплитуды переменной составляющей  $A$  выходного сигнала  $E_{\text{вых}}(x) = \bar{E}A(1 + \text{Sin}\omega x)$ . Напомним, что, если  $g(x)$  – четная вещественная функция, а это, как правило, так –  $K(\omega) \equiv A(\omega)$ . Поэтому несложно найти  $K(\omega)$ , изменяя от опыта к опыту пространственную частоту  $\omega$ . Заметим, что для формирования входного сигнала в такого рода измерениях годится равноплечный интерферометр, например интерферометр Майкельсона.

В оптике при изучении спектральных и статистических свойств, действующих в системе шумов, на вход подается сигнал  $E_{\text{вх}}(x) = \text{const}$ , а выходной сигнал  $E_{\text{вых}}(x_i)$  считывается на достаточно частой сетке, так чтобы шаг считывания  $\Delta = (x_i - x_{i-1}) \ll \beta$ . Затем, если функция распределения шумов известна, вычисляется  $\bar{E}_{\text{вых}}(x) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_{\text{вых}}(x_i)$  и квадрат сред-

некватратичного уклонения  $\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N [E_{\text{вых}}(x_i) - \bar{E}_{\text{вых}}(x)]^2$ ,

который и есть оценка дисперсии, поскольку при  $N \rightarrow \infty$   $\sigma^2 \rightarrow D[E_{\text{вых}}(x)]$ . Отсюда при белом шуме нетрудно получить и его спектральную плотность:  $\sigma_0^2 = \sigma\Delta$ . В тех случаях, когда  $\sigma = f(E_{\text{вх}})$ , описанная операция повторяется при разных  $\bar{E}_{\text{вх}}$ . Если при этом спектральные и статистические свойства шума известны как, например, это имеет место быть для электронно-оптических преобразователей или фотослоев, то никаких других измерений и не требуется. В противном случае приходится исследовать и эти характеристики шума. Порядок действий при этом в оптике ни чем не отличается от

описанного выше: сигнал на входе  $E_{\text{вх}}(x) = \text{const}$  фиксируется, а совокупность считанных значений выходного сигнала  $E_{\text{вых}}(x_i)$  регистрируется с помощью многоканального амплитудного анализатора.

Спектральные свойства шума  $n(\omega)$  или  $\overline{n^2(\omega)} = N(\omega)$  находятся путем усреднения квадратов фурье-образов совокупности отдельных реализаций. Для этого на вход многократно подается сигнал  $E_{\text{вх}}(x) = \text{const}$  и для каждой конкретной реализации выходного сигнала  $E_{\text{вых}}(x)$  определяется ее шумовая компонента  $E_N^k = E_{\text{вых}}(x) - \overline{E_{\text{вых}}(x)}$ , после чего вычисляются фурье-образы  $E_N^k(\omega) = \frac{1}{X} \int_{-X/2}^{X/2} E_N^k(x) e^{-i\omega x} dx$  и проводится их осреднение  $\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K |E_N^k(\omega)|^2 = \frac{N(\omega)}{X}$ .

Здесь, как и раньше,  $X$  – полная длина реализации.

Блок схема устройства, позволяющего измерить перечисленные выше параметры, приведена на рис. 3.

Здесь 1 – световой источник; 2 – светофильтры и матовые пластинки; 3 – тестовые объекты (щель или мира); 4, 5 – объективы; 6 – ПЗС фотоматрица; 7 – БП ПЗС; 8 – ПК; 9 – монитор.

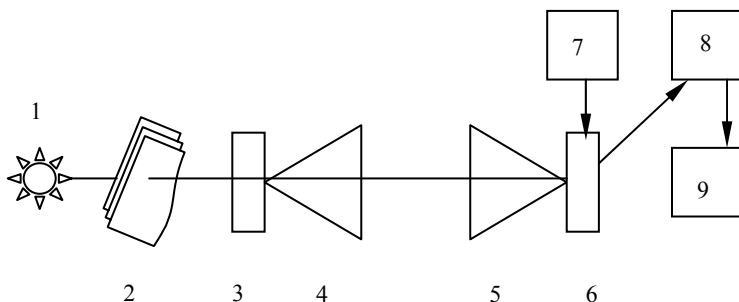


Рис.3. Блок-схема исследования параметров ПЗС

Более подробно вышеизложенное рассмотрено в работе [6] и в курсе лекций “Методы экспериментальной физики”. Нам же в заключение необходимо отметить, что когда система лишь синтезируется, т.е. экспериментально не исследована и ее сквозные параметры не известны, но имеются данные по составляющим ее компонентам (оптический тракт, проецирующий объектив, ПЗС и т.д.), аппаратные функции или коэффициенты передачи которых известны и есть  $g_1(x)$ ,  $g_2(x)$ ,  $g_3(x)$  ... или  $K_1(\omega)$ ,  $K_2(\omega)$ ,  $K_3(\omega)$  ..., то суммарная аппаратная функция, являющаяся параметром всей системы

$$g_{\Sigma}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \int g_n(x - x_{n-1}) g_{n-1}(x_{n-1} - x_{n-2}) \cdots \cdots g_2(x_2 - x_1) g_1(x_1) dx_1 \cdots dx_{n-1},$$

а ее коэффициент передачи  $K_{\Sigma}(\omega) = K_1(\omega) K_2(\omega) K_3(\omega) K_4(\omega)$ .

#### **IV. Краткий обзор компьютерных программ, используемых в лабораторной работе**

Конечно, выбор ПО (программного обеспечения) сильно зависит от условий реальных исследований и от личных пристрастий экспериментатора. Поэтому мы коротко рассмотрим только те программы, которые будут нам необходимы при выполнении лабораторной работы.

1. Видеозахват. Позволяет ПК работать в ТВ-режиме. Кроме возможности наблюдения (PAL, SETKAM, NTSC) существуют режим кадровки (на экран в строго заданной последовательности выводится до 20 кадров) и запоминания в форматах AVI (видеосигнал) и BMP (точечный рисунок с 256 градациями серого). Есть возможность регулировки яркости, контрастности (чёрно-белый режим) и насыщенности (цветной режим). Нами будет использоваться чёрно-белый режим и BMP формат.



2. Aldus PhotoStyler 2. Позволяет редактировать фотоизображения и точечные рисунки, вырезать из них фрагменты (Edit→Copy. Edit→Paste→As New Dokument. File→Save As→...), поворачивать в различных направлениях на угол до  $359^{\circ}$  (Imedge→Rotate→By Degree→...). Изображение можно оценивать в различных масштабах, что позволяет в различных кадрах вырезать одинаковые массивы. Существует ещё целый ряд подобных программ (Adobe PhotoShop 5, Microsoft Photo Editor, Picture Man 3.0 и т.д.). Выбор конкретной из них, как мы уже говорили, зависит от цели редактирования, параметров компьютера (быстродействие и размер оперативной памяти) и от личных пристрастий экспериментатора.

3. Mathcad 2000 Professional. Мощный и современный программный пакет с широкими математическими возможностями и отличной трёхмерной графикой [8]. Может читать и просматривать BMP формат, строит матрицу интенсивностей, графики сечений по строке и столбцу, а также графики сечений, усреднённые по их координатным значениям, трансформирует матрицы “графиков сечений” в DAT-формат.

4. Grapher. Графический редактор с хорошей математической возможностью подбора и аппроксимации функций. Воспринимает как табличный формат вводимых данных, так и DAT-формат. Нами используется для сравнения графиков сечений в Mathcad 2000 Professional и полученных DAT-файлов.

## **V. Содержание и схема лабораторной работы**

Работа состоит из трёх частей:

1. Получение аппаратной функции  $g(x)$  регистратора с ПЗС фотоматрицей.
2. Регистрация изображения элементов мира № 4.
3. Восстановление входного изображения элементов мира при помощи полученных  $g(x)$  и зарегистрированных изображений.

Схема стенда приведена на рис. 3., в качестве тест-объектов используются оптическая щель с ценой деления 1 мкм и мира № 4, параметры которой приведены в таблице 1. Используемые объективы (4, 5) – стандартные “Юпитер-3”. ПЗС фотоматрица имеет 288 линий по 320 элементов (МОП микроконденсаторов) с периодом решетки ~ 18 мкм. Требования к ПК определяются платой видеозахвата и, если обработка производится на нём же, используемыми прикладными программами. В нашем случае ПК – AMD K6-II 453 МГц с оперативной памятью 64 Мб и памятью видеокарты 8 Мб. Монитор – стандартный 14” SVGA. Питание ПЗС фотоматрицы осуществляется от стабилизированного источника и не должно превышать 12 вольт. Световым источником служит лампа накаливания с плавной регулировкой яркости.

Таблица 1.

№ эл-та	Расстояние между штрихами (мкм)	№ эл-та	Расстояние между штрихами (мкм)	№ эл-та	Расстояние между штрихами (мкм)
1	110	10	60	20	18
5	85	16	40		

#### Порядок выполнения работы

- 1.1. Установить оптическую щель ~ 100 мкм.
- 1.2. Подать питание на ПЗС фотоматрицу и активировать режим “FlyVideo” платы видеозахвата.
- 1.3. Включить световой источник, и регулировкой яркости добиться чёткого изображения. Запомнить кадр как 100.bmp. в своей директории e:\Br-№....\C\_100. bmp .
- 1.4. Изменяя ширину щели ( 80, 60, 50, 40, 30) запомнить кадры: 80.bmp., 60.bmp., 50.bmp., 40.bmp., 30.bmp.
- 1.5. Убрать щель и установить миру № 4. Размещая в центре экрана (в оном и том же месте, чтобы не изменять освещённость) элементы мира (1, 5, 10, 16, 20) произвести съёмку и

получить файлы m1 ... m20/ bmp. Отключить источник освещения и питание ПЗС.

1.6. При помощи Photostyler вырезать интересующее нас изображение щелей и мир из массивов кадра (тем самым мы уменьшаем размер файла, что ускорит последующую обработку) и запомнить как C\_100\_1.bmp. Повернуть на 90 градусов и опять запомнить.

1.7. Активизировать Mathcad 2000 Professional. Набрать  $A = \text{READBMP}("e:\text{Br-№}\ C\_100\_1.\text{bmp}."$ ) и получить матрицу ( $A = [M]$ ) значений зарегистрированных интенсивностей. Используя графический редактор (3D графика) построить зарегистрированное изображение щели. Определив из матрицы  $A$  значения первого ( $m$ ) и последнего ( $l$ ) столбца, в которых содержится информация и, оценив из изображения  $A$  диапазон изменения  $h$ , можно получить

усреднённую (по длине щели) матрицу  $C = \frac{\sum_{n=m}^{n=l} A^{<n>}}{1 + (l - m)}$ , ( $C$

$= [M]$ ). Используя двумерную графику строим график распределения интенсивности по ширине щели  $C_h$ .

1.8. Корректируем график  $C_h$ , вычитая из матрицы  $C$  величину интенсивности фоновой засветки. Используя команду «трассировка» определяем ширину контура на половине амплитуды и записываем под графиком  $\Delta_{C100} =$ . Запомнить файл как e:\Br-№\ C\_100.mcd.

1.9. Обработав все изображения щелей и оценив величину  $\Delta$  определяем аппаратную функцию  $g$  (определяем какой ширине щели, т.е. какому пространственному размеру она соответствует).

1.9. Открываем mcd. файл соответствующей щели. В конце его создаём файл базы данных с расширением dat. — g.dat., используя команду WRITEPRN("e:\Br-№\ g.dat") := C, где  $C$  – обозначение соответствующей усреднённой матрицы.

1.10. Обработываем изображения элементов миры и в каждом

файле создаём файл базы данных с расширением dat. — m1.dat., используя команду WRITEPRN(“e:\Br-№\ m1.dat”) := C , где C – обозначение соответствующей усреднённой матрицы.

2.1. Открыть Grapher. Построить график полученного g.dat. файла и сравнить с соответствующим графиком в Mathcad.

2.2. Восстановление входного изображения элемента мира № 4 проводится в компьютерном классе при выполнении лабораторной работы № 16. Для этого необходимо dat. файлы аппаратной функции g и элементов мира отредактировать, используя программы Grapher и Excel, превратить их в двухколоночные файлы.

### **VI. Контрольные вопросы**

1. Устройство МОП конденсатора и принцип его действия.
2. Принцип работы приборов с зарядовой связью ПЗС фотоматрица и её архитектура.
3. Шумы в ПЗС и методы их уменьшения.
4. Принцип суперпозиции.
5. Единичный импульс (дельта функция) и единичная функция.
6. Импульсная реакция (аппаратная функция) и переходная функция.
7. Связь между  $\delta(x) \rightarrow \chi(x)$  и  $g(x) \rightarrow h(x)$ .
8. АЧХ, ЧКХ и коэффициент передачи.
9. Частотный метод исследования коэффициента передачи.
10. Плюсы и минусы определения  $g(x)$  с помощью изображения щели.
11. Аппаратная функция передающей системы.
12. Преимущества 2– объективной схемы передачи изображения.

### **VII. Список литературы**

1. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г.* Физика полупроводников. – М.: Наука, 1977.
2. *Киес Р.Дж.* Фотоприёмники видимого и инфракрасного диапазона. – М.: Радио и связь, 1985.

3. *Пресс Ф.П.* Фоточувствительные приборы с зарядовой связью. – М.: Радио и связь, 1991.
4. *Dereniak E.L., Crow D.G.* Optical radiation detectors. N.Y., Wiley, 1984.
5. *Курбатов Л.Н.* Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра. – М.: МФТИ. 1999.
6. *Пергамент М.И.* Информационные аспекты оптических изображений. – М.: ГНЦ РФ ТРИНИТИ. 1985.
7. *Харкевич А.А.* Теоретические основы радиосвязи. – М.: Гостехиздат, 1957. – 347с.
8. *Дьяков В.* MATHCAD 8/2000: Специальный справочник. – СПб : Из-во Питер, 2000.