

### 3. ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

#### § 1. Введение.

Измерение лучистой энергии основывается на преобразовании ее в другие виды энергии: тепловую, электрическую, химическую. Прибор, осуществляющий такое преобразование, называется приемником излучения. Роль приемников излучения в астрономии огромна. От них зависят проникающая сила и разрешающая способность аппаратуры и точность наблюдений. Важной характеристикой приемника является его спектральная чувствительность  $S(\lambda)$ .

По характеру зависимости чувствительности от длины волны приемники делятся на два типа. Если  $S(\lambda)$  не зависит от длины волны, то приемник называется неселективным. Такими приемниками являются тепловые приемники: термопара, болометр и др. Физические процессы у этих приемников происходят на макроскопических уровнях. Если  $S(\lambda)$  является функцией длины волны, то приемники называются селективными. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом у этих приемников происходит на микроскопических, квантовых уровнях. Например, у фотоэлектрических приемников поглощение фотона приводит к изменению электрических свойств вещества из-за нарушения равновесия между электронами и кристаллической решеткой. Такие приемники можно назвать приемниками квантового типа, и схема их взаимодействия с фотонами, приходящими от объекта, следующая: фотон  $\rightarrow$  носитель фотоэффекта. Носителями фотоэффекта могут быть фотоэлектроны, пары носителей электрон-дырка, почерневшие зерна фотоэмульсии, и др.

Однако не все фотоны вызывают фотоэффект: часть из них отражается от поверхности фоточувствительного слоя, какая-то доля фотонов проходит через слой без поглощения, кроме того, некоторые фотоны рассеиваются. Для каждого фотона с энергией  $h\nu$  существует вероятность  $q(\nu)$  (или  $q(\lambda)$ , имея в виду связь между частотой и длиной волны) произвести элементарный фотоэффект. Величина  $q(\lambda)$  определяется природой фоточувствительной поверхности и называется квантовым выходом, который измеряется числом элементарных фотоэффектов, приходящихся в среднем на один упавший фотон. На рис. 3.1 приведены кривые зависимости квантового выхода от длины волны для разных приемников оптического и ближнего ИК диапазонов. Эти кривые по существу определяют спектральную чувствительность приемника.

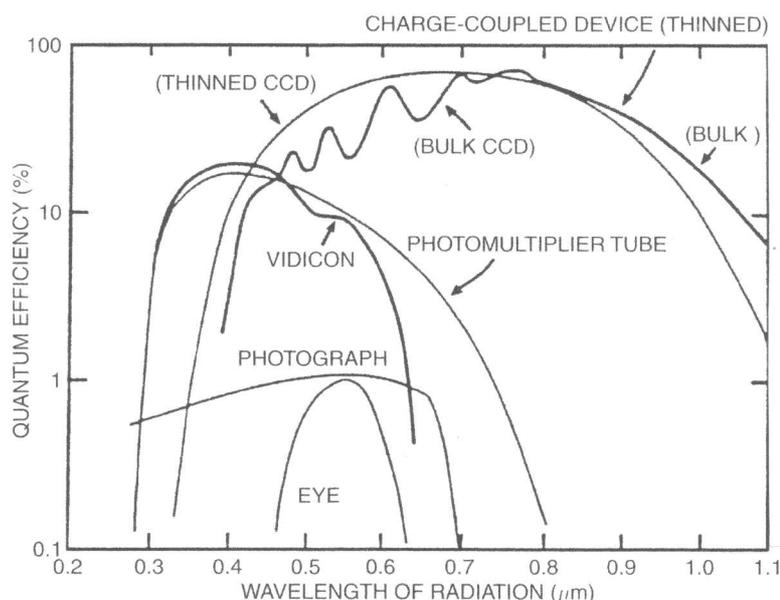


Рис.3.1. Квантовый выход (спектральная чувствительность) для разных типов приемников: глаз, фотографическая эмульсия, телевизионная трубка видикон, фотоумножитель, приемники с зарядовой связью (ПЗС).

Исторически первым приемником излучения служил глаз наблюдателя. Однако недостаточная проникающая сила, невозможность накапливать информацию, оценивать ее количественно и субъективизм визуальных наблюдений привели к тому, что они были вытеснены наблюдениями фотографическими. Хотя в последние десятилетия фотографические наблюдения в свою очередь были почти полностью вытеснены фотоэлектрическими, мы остановимся на свойствах фотопластинки как приемника излучения, в частности потому, что результаты, полученные фотографически, все еще широко используются в работах, связанных с интерпретацией результатов наблюдений.

## § 2. Фотографическая пластинка

Фотографическая пластинка представляет собой полированное стекло, покрытое желатиновым эмульсионным слоем, содержащим светочувствительные кристаллы галоидного серебра (обычно  $AgBr$ ). При освещении эмульсии электроны отрываются от ионов  $Br$  и закрепляются на неоднородностях кристаллической решетки, туда притягиваются ионы серебра, образуются атомы серебра, на которых закрепляются электроны, притягивающие ионы серебра, превращающиеся в атомы и т.д. В результате образуется центр скрытого изображения, содержащий достаточное количество атомов серебра. В процессе проявления эти центры аккумулируют электроны, которые легко отдает проявитель, к нам притягиваются новые ионы серебра, превращающиеся в атомы. Образуются «клубки» серебряных нитей, обеспечивающие почернение пластинки. Плотность почернения  $D = \lg (F_o / F)$ , где  $F_o$  – световой поток, падающий на пластинку, а  $F$  – прошедший через нее, затем фиксируется тем или иным способом. По плотности почернения судят об освещенности  $E$ , которая имела место на пластинке. К сожалению связь между плотностью почернения и освещенностью нелинейна и зависит от многих параметров. Она представляется *характеристической кривой*, изображенной на рис. 3.2.

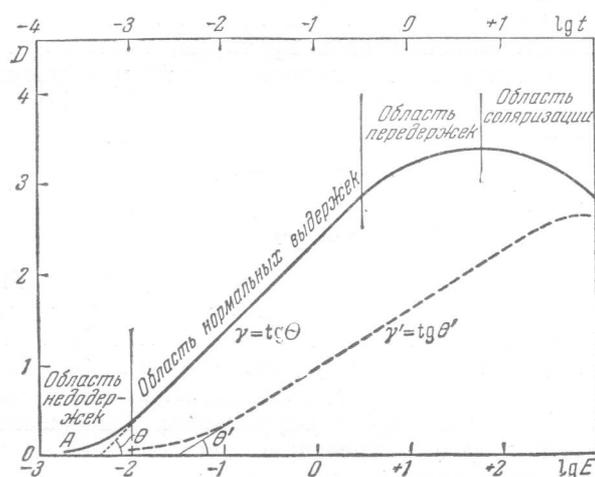


Рис 3.2. Характеристическая кривая фотопластинки.

На кривой имеется прямолинейный участок, на котором и следует работать (здесь градиент максимален, что обеспечивает лучшую точность определения  $E$  по  $D$  при одних и тех же ошибках в определении плотности почернения). Угловым коэффициентом прямолинейного участка  $\gamma$  называется коэффициент контрастности. Необходимо стремиться к его максимальному значению, варьируя параметры, от которых зависит характеристическая кривая. Условия проявления играют определяющую роль – состав проявителя, его температура, время проявления и т.п. Поскольку стандартизовать все эти параметры невозможно, одновременно с исследуемым объектом приходится фотографировать объект с известным распределением освещенностей, он служит для построения характеристической кривой (процесс называется калибровкой негатива).

Необходимость калибровки – один из существенных недостатков фотопластинки как приемника излучения.

Нерегулярность распределения светочувствительных зерен в эмульсии ведет, во-первых, к зернистости изображения, а, во-вторых, к появлению шумов при определении плотности. Это определяет точность фотографической фотометрии. При использовании одного негатива ошибка может достигать  $0.05^m$ .

Эффективность фотографического процесса очень мала. Это связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, число фотонов, поглощенных активным веществом эмульсии составляет около 0.1 от числа падающих фотонов (0.4 отражается от эмульсионного слоя или проходит его, не встречаясь с активным веществом; 0.5 рассеивается и поглощается желатиной), во-вторых, для того, чтобы зерно могло проявиться, на него должно упасть не меньше 10 фотонов. В результате для эффективности получаем 0.01. Таким образом, квантовый выход в максимуме будет около 1% (см. рис.3.1). Это еще один крупный недостаток фотопластинки как приемника излучения – малая чувствительность (отчасти это компенсируется тем, что фотографический эффект накапливается при увеличении выдержки).

Для того, чтобы оторвать электрон от иона брома необходима определенная энергия. Кванты с меньшей энергией не производят фотографического эффекта. Это определяет длинноволновую границу чувствительности эмульсии. Она находится в области около  $5500\text{Å}$ . Существует, однако, возможность продлить кривую спектральной чувствительности фотопластинки в длинноволновую область. Для этого к эмульсии примешивают разные красители. Таким образом удается продлить кривую чувствительности до примерно  $12000\text{Å}$ . Процесс называется *сенсibiliзацией*. Кривые спектральной чувствительности некоторых сенсibiliзированных эмульсий представлены на рис.3.3. Подводя итог, можно сказать, что фотопластинка является очень неважным приемником излучения, поэтому–то она и была вытеснена приемниками фотоэлектрическими, не обладающими ее недостатками. Лишь большая информационная емкость позволяла ей длительное время конкурировать с этими приемниками.



Рис 3.3. Кривые спектральной чувствительности некоторых типов эмульсий.

### § 3. Фотоэлектрические приемники, работающие на внешнем фотоэффекте.

Внешний фотоэффект состоит в том, что кванты света способны выбивать электроны из вещества. При этом энергия фотона  $h\nu$  идет на преодоление работы выхода электрона из вещества  $A$  и сообщение ему кинетической энергии  $m\nu^2/2$ . Кванты с энергией, меньшей работы выхода произвести фотоэффект не могут. Должно быть  $h\nu \geq A$  Это определяет минимальную частоту и, следовательно, максимальную длину волны квантов, способных произвести фотоэффект, т.е. красную границу чувствительности приемника, работающего

на внешнем фотоэффекте  $\lambda_{cp}$ . Количество выбитых электронов пропорционально числу фотонов, упавших на фотоприемник (линейность реакции). Фотоэффект практически безинерционен.

Все фотоэлектронные приборы, работающие на основе внешнего фотоэффекта, имеют два основных элемента: фотокатод и анод, а между ними приложено ускоряющее напряжение. Катод и анод помещены в вакуумный баллон с окном, прозрачным для измеряемого излучения.

Фотоэлектрические приборы делятся на одноканальные и многоканальные. У одноканальных приемников измеряется интегральный поток. Простейшим приемником этого типа является вакуумный фотоэлемент. В фотоэлектронных умножителях (ФЭУ) происходит усиление сигнала за счет вторичной электронной эмиссии. Явление вторичной электронной эмиссии состоит в том, что при бомбардировке твердого тела электронами, обладающими достаточной энергией, происходит испускание вторичных электронов и на каждый первичный электрон приходится больше двух вторичных. Начиная с 30-40-х гг. прошлого столетия и по настоящее время, ФЭУ широко используются при наблюдениях в видимом и УФ диапазонах.

В многоканальных приемниках на внешнем фотоэффекте строится электронное изображение и по способу его регистрации приемники делятся на следующие группы:

1. электронная камера — приемник, у которого электронное изображение строится на электронографической эмульсии;
2. электронно-оптический преобразователь (усилитель яркости) – однокамерный или многокамерный прибор, строящий электронное изображение на флюоресцирующем экране;
3. суперорбитрон — телевизионная трубка, у которой электронное изображение строится на мишени, где в результате вторичной электронной эмиссии образуется потенциальный рельеф, который считывается электронным лучом.

Из всех приемников излучения, работающих на внешнем фотоэффекте, наибольшую роль в астрономии сыграл фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Он состоит из фотокатода, катодной камеры, диодной системы и анодного узла, размещенных внутри вакуумного баллона (рис. 3.4).

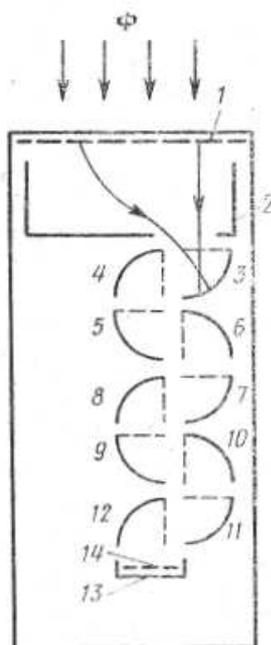


Рис.3.4. Схема ФЭУ: 1-полупрозрачный фотокатод; 2-фокусирующий электрод; 3-13-диоды; 14-анод.

В результате поглощения фотона с длиной волны, меньшей  $\lambda_{cp}$ , с фотокатода (1) испускается фотоэлектрон с вероятностью, равной квантовому выходу фотокатода  $q(\lambda)$ . Все фотоэлектроны, вылетевшие с фотокатода, ускоряются, фокусируются и собираются фокусирующим электродом (2) на первом диноде (3); электроны, выбитые с первого динода попадают на второй и так далее. Каждый первичный электрон выбивает несколько вторичных электронов ( $\delta$  - коэффициент вторичной эмиссии). С помощью делителя напряжения на каждый последующий динод подается напряжение на 100-150В выше напряжения на предыдущем диноде. Благодаря электростатическому полю между динодами, электроны с предыдущего динода попадают на следующий. В результате в динодной системе происходит усиление сигнала. С последнего динода электроны собираются на анод. В большинстве случаев анодный блок состоит из двух электродов: последнего динода и коллектора (анода). Пусть  $\eta$  коэффициент сбора вторичных электронов с предыдущего динода на следующий, тогда коэффициент умножения ФЭУ будет  $M = (\delta\eta)^n$ , где  $n$  — число динодов. Обычно  $n \sim 10 \div 13$ ,  $\delta > 2$ , а  $\eta$  изменяется от 0.7 до 0.95, тогда  $M \sim 10^5 - 10^7$ .

Назначение динодной системы — это наиболее полный сбор электронов с предыдущего динода. Существует большое разнообразие динодных систем: системы с коробчатыми динодами (рис.3.4), жалюзные системы, тороидальные диноды и др. Логический предел многодинодного ФЭУ — непрерывно распределенный динод каналных ФЭУ (см. рис.3.5). Это трубочка (канал) из специального стекла, на внутренней поверхности которой в результате термообработки в водороде образуется слой с  $\delta \sim 3-3.5$  при напряжении 300эВ. Типичное сопротивление канала  $\sim 10^8 - 10^9$  Ом.

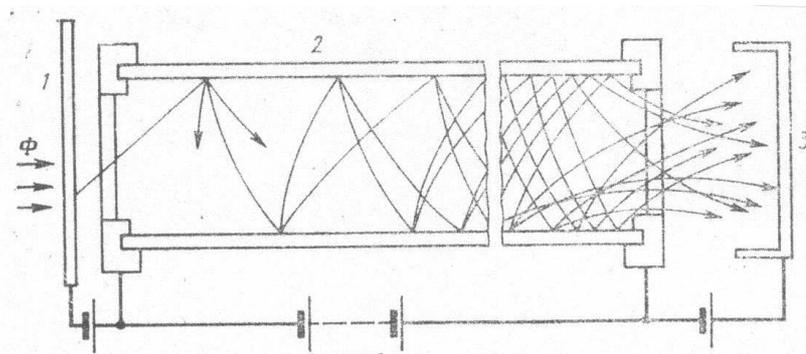


Рис.3.5. Усиление электронного потока при использовании непрерывного (каналного) динода: 1-фотокатод; 2-канал; 3-анод.

При подаче высокого напряжения на концы канала по его поверхностному слою течет ток, создающий падение напряжения вдоль канала. Вторичные электроны под действием электростатического поля ускоряются и ударяются о стенки канала в точке с более высоким потенциалом. Величина усиления в канале зависит от отношения его диаметра к длине. Наиболее характерные значения этого отношения  $d/l \sim 1/(50 \div 100)$ , при напряжении 2.5кВ коэффициент усиления оказывается порядка  $10^6 \div 10^7$ . Каналы бывают искривленными, чтобы уменьшить бомбардировку катода ионами.

Для УФ фотонов канал может одновременно служить и фотокатодом и непрерывным динодом. Так как на качество работы канала сильнее всего влияет отношение его диаметра к длине, то используя технологию волоконной оптики удалось уменьшить диаметр канала до 20-50мкм. Множество таких каналов объединяют вместе, и получается микроканальная пластина (МКП).

Рассмотрим основные характеристики ФЭУ. Спектральная чувствительность ФЭУ определяется спектральной чувствительностью фотокатода. На рис.3.6 приведены кривые спектральной чувствительности наиболее употребительных фотокатодов.

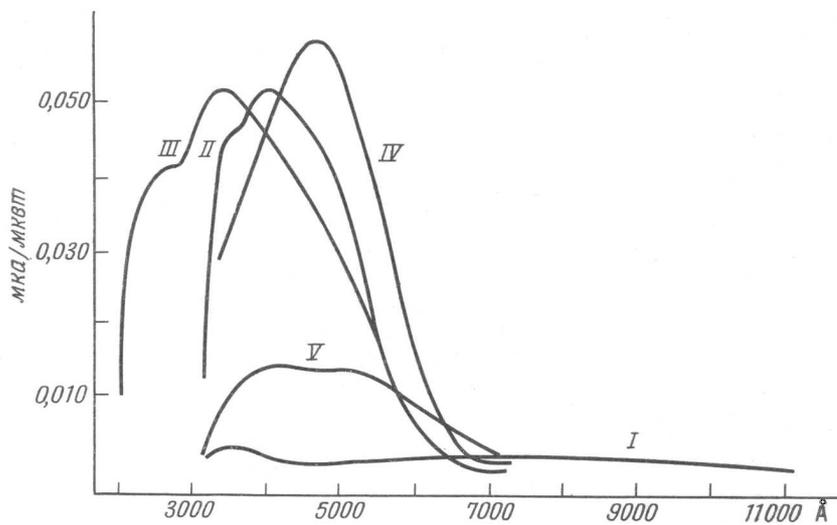


Рис. 3.6. Спектральные характеристики фотокатодов: I - кислородно-цезиевый, II-IV -сурмяно-цезиевые разного типа, V – висмуто-цезиевый

Зависимость чувствительности ФЭУ от напряжения определяется зависимостью от коэффициента вторичной электронной эмиссии. Величина этого коэффициента тем больше, чем больше напряжение на межкаскадных промежутках. Однако темновой ток также зависит от напряжения. Темновой ток складывается из омической утечки по колбе и термоэлектронной эмиссии с катода, а при больших напряжениях существенной становится компонента, связанная с ионизацией остаточного газа и автоэлектронной эмиссией, что приводит к нестабильной работе ФЭУ. Поэтому рабочее напряжение должно быть гораздо меньше того значения, при котором возникает третья компонента. При оптимальном напряжении на ФЭУ преобладающей компонентой темнового тока является термоэмиссия с фотокатода и первых динодов. Самый большой темновой ток наблюдается у ФЭУ с кислородно-цезиевым фотокатодом, красная граница чувствительности которого лежит в районе  $1.1 \text{ мкм}$  (мала работа выхода). Термоэмиссию можно значительно уменьшить, если охлаждать фотокатод.

Световая характеристика ФЭУ (зависимость тока от светового потока) линейна в широком диапазоне светового потока. Однако при больших потоках начинаются отклонения от линейности вследствие неполного сбора электронов анодом из-за возникновения около него пространственного заряда. Чем больше напряжение на ФЭУ, тем при меньших значениях потока начинается отклонение от линейности.

Чувствительность фотокатода от точки к точке меняется, это так называемая зонная характеристика фотокатода. В связи с этим смещение объекта по фотокатоду приводит к ложному изменению сигнала с ФЭУ. Как уже говорилось в предыдущей главе, для борьбы с этим эффектом в электрофотометрах используется линза Фабри, строящая на фотокатоде изображение входного зрачка телескопа; при этом, если звезда смещается по диафрагме электрофотометра, но не касается ее края, сигнал меняться не будет. Но при наблюдениях протяженного объекта все равно требуется тщательная гидировка телескопа. Фотоумножитель может работать в двух режимах: постоянного тока, когда сигнал с анода преобразуется в импульс по напряжению на входном сопротивлении и подается на усилитель, и в режиме счета фотонов, при этом получается лучшее соотношение сигнал/шум. Поэтому в настоящее время наблюдения с ФЭУ в основном выполняются методом счета фотонов. Фотоэлектроны, умноженные в динодной системе в  $M$  раз, дают на выходе импульс тока продолжительностью порядка  $10^{-10}$ - $10^{-9}$  с. Если пропустить этот импульс через конденсатор емкости  $C$ , то на выходе мы получим импульс по напряжению. Эти импульсы могут быть усилены и пересчитаны. Амплитуда импульсов флюктуирует по величине, поскольку она зависит от коэффициента умножения  $M$ . В методе счета

фотонов регистрируется только число импульсов независимо от амплитуды, если амплитуда больше уровня дискриминации. Так как распределение импульсов по амплитудам различно для темновых импульсов и импульсов сигнала, то уровень дискриминации выбирается таким образом, чтобы в основном обрезать темновые импульсы и минимальное количество импульсов сигнала.

При наблюдениях по методу счета фотонов существуют ограничения со стороны ярких звезд. Любая счетная система имеет конечную пропускную способность. В случае ФЭУ мертвое время  $\tau_m \sim 10^{-6} \div 10^{-8} \text{ с}$ , и среднее число счетов должно быть меньше  $1/(100\tau_m)$ . Чтобы отклонение от линейности не превышало 1% при  $\tau_m = 10^{-6} \text{ с}$ , число импульсов в секунду должно быть не больше  $10^4$ .

#### § 4. Приемники, работающие на внутреннем фотоэффекте.

В отличие от внешнего фотоэффекта, заключающегося в полном отрыве и эмиссии электронов, возбуждаемых поглощенным светом, при внутреннем фотоэффекте происходит только изменение энергетического состояния электронов, приводящее к изменению концентрации носителей тока, их подвижности или к перераспределению внутри объема полупроводника.

Концентрация электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, которая устанавливается в результате теплового возбуждения и зависит от температуры полупроводника, называется равновесной, а избыточная проводимость (фотопроводимость), возникающую при освещении – неравновесной. Если поглощается фотон с энергией  $>E_g$  (ширины запрещенной зоны), то в результате его поглощения образуется пара носителей заряда: электрон в зоне проводимости и дырка в валентной зоне. Подвижность обоих носителей одинакова. Такой полупроводник называется полупроводником с собственной проводимостью.

Свойства вещества существенно изменяются при наличии примеси. Граница примесного поглощения определяется энергией активации примеси, которая значительно меньше  $E_g$ , поэтому красная граница примесного поглощения лежит в более длинноволновой области спектра. Примесное поглощение наблюдается при высокой концентрации примеси и при низкой температуре, когда примесные атомы термически не ионизованы. При поглощении фотона полупроводником *n*-типа электрон переходит в зону проводимости, а дырка остается связанной с местом расположения примеси. В случае полупроводника *p*-типа электрон переходит на дополнительные уровни вблизи верхней границы валентной зоны и оказывается менее подвижным, в то время как дырка становится основным носителем заряда. При примесном поглощении образуются носители одного типа: электроны в *n*-полупроводнике, дырки в *p*-полупроводнике.

Квантовый выход внутреннего фотоэффекта ( $\eta$ ) определяется как отношение числа генерированных электронов (дырок) к числу поглощенных фотонов. В области собственного поглощения  $\eta_n = \eta_p$ . Важной особенностью квантового выхода внутреннего фотоэффекта является то, что его величина в максимуме чувствительности может достигать 80 – 90% (см., например, рис.3.1), что значительно выше величины квантового выхода внешнего фотоэффекта.



Рис. 3.7. Частотный спектр шумового тока в полупроводниках.

Порог обнаружения сигнала ограничивается уровнем шумов. На рис. 3.7 приведен частотный спектр шумового тока в полупроводниковых приемниках, работающих на внутреннем фотоэффекте. На низких частотах ( $f < 100$  гц) доминирует токовый или  $I/f$  – шум, который связан с флуктуациями плотности носителей заряда, вызванными эффектами утечек на поверхности полупроводника. В средней области проявляется генерационно–рекомбинационный шум, вызванный флуктуациями генерации и рекомбинации носителей заряда. На высоких частотах величина шума определяется в основном тепловым шумом, который возникает из-за флуктуации концентрации свободных носителей. Эта компонента шума не зависит от частоты, а ее величина пропорциональна температуре и сопротивлению полупроводника. В связи с таким ходом зависимости амплитуды шума от частоты и для того, чтобы убрать его низкочастотную компоненту, используются усилители переменного тока, при этом световой сигнал модулируется.

Рассмотрим приемники на внутреннем фотоэффекте, которые применяются в астрономии. К ним относятся одноканальные приемники – фотосопротивления (ФС), вентильные фотоэлементы, фотодиоды, и многоканальные – фотодиодные матрицы и приборы с переносом заряда (ПЗС). В основном эти приемники используются в ИК области (за исключением приемников с зарядовой связью (ПЗС), которые работают от рентгена до ИК диапазона). ФС – это работающие в области как собственного, так и примесного поглощения приемники, у которых при поглощении фотонов образуются как пары носителей, так и носители одного знака. Остальные приемники работают на основе собственного поглощения. При поглощении фотонов у них образуются электронно-дырочные пары, которые разделяются либо обедненной областью в диффузионном  $p$ - $n$  переходе (вентильные фотоэлементы, фотодиоды), либо в индуцированном полем переходе МОП – конденсатора (ПЗС).

*Фотосопротивления* – это пластинки или пленки фотоактивного полупроводника, снабженные двумя невыпрямляющими контактами. Поскольку ФС неполярны, то контакты симметричные. Наиболее распространена следующая конструкция ФС. На стеклянную пластинку в виде двух полосок наносится слой металла. Пластинка служит подложкой под фоточувствительным слоем. Сверху на пластинку с электродами наносится слой полупроводника, толщина которого не превышает средней глубины проникновения света в полупроводник. Для защиты от внешних воздействий ФС покрывают слоем защитного лака, прозрачного для рабочей спектральной области прибора. Фотосопротивления, используемые в астрономии, работают при глубоком охлаждении. Фоточувствительный слой монтируется в дно дюаровского сосуда, который заполняется углекислотой, жидким азотом или гелием или другими хладагентами, в зависимости от того, какая рабочая температура необходима.

Обычно ФС включают в цепь постоянного или переменного тока последовательно с сопротивлением нагрузки  $R_n$ . Полярность подаваемого на ФС напряжения безразлична. Падение напряжения на сопротивлении нагрузки при протекании по нему фототока  $\Delta I \cdot R_n$  – это тот электрический сигнал, в который преобразуется световой поток, принимаемый ФС:  $\Delta I \cdot R_n = (I - I_m) \cdot R_n$ , где  $I$  – полный ток,  $I_m$  – темновой ток. Чувствительность ФС определяется не только материалом и размером фоточувствительного элемента, но и изменяется в зависимости от приложенного напряжения.

В общем случае фотопроводимость связана со световым потоком нелинейным законом:  $\Delta I \sim F^\chi$ , ( $\chi < 1$ ). Кроме того, из-за инерционности ФС их чувствительность уменьшается при повышении частоты модуляции  $f$  светового потока, а также зависит от температуры  $T$  окружающей среды (при повышении  $T$  быстро увеличивается темновая проводимость). Для ФС, применяющихся в качестве приемников слабых сигналов, наиболее важным параметром является порог обнаружения. Под порогом обнаружения  $F_n$ , понимают

минимальную величину потока, создающего сигнал  $U_c$ , по величине равный шуму  $(U_{ш}^2)^{1/2}$ . В случае ФС, как было сказано выше, шум состоит из трех компонент: теплового шума, генерационно – рекомбинационного, и  $1/f$  – шума.  $U_{ш}^2$  определяется, как сумма средних квадратов флуктуации напряжения каждой из компонент. Поскольку эффективное значение шума зависит от полосы частот, то все приводится к полосе частот в 1 гц. Часто используется величина обнаружительной способности  $D = 1/F_n$ . На рис. 3.8 приведены кривые спектральной чувствительности фотосопротивлений.

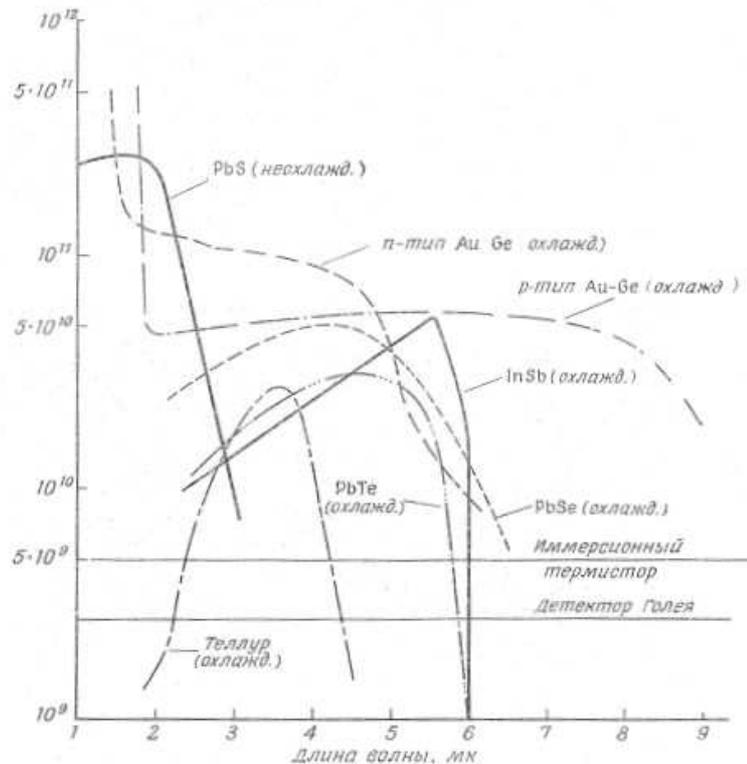


Рис.3.8. Кривые спектральной чувствительности фотосопротивлений.

В более коротковолновой ИК области в астрономии наиболее широкое распространение получило ФС на основе собственной проводимости PbS, имеющее максимальную чувствительность при  $\lambda_{max} = 2.1$  мкм и красную границу чувствительности  $\lambda_{cr} = 3.2$  мкм при  $T = 290K$ . Это ФС используется при наблюдениях с поверхности земли в цветовых полосах J, H и K.

Перейдем к описанию *фотогальванических фотоэлементов и фотодиодов*. В основе работы вентильного фотоэлемента лежит гальванический фотоэффект, состоящий в следующем: при поглощении фотона образуется пара носителей (электрон - дырка), которые претерпевают пространственное разделение под действием внутреннего электростатического поля, в результате чего возникает электродвижущая сила (фото – э.д.с.). Приемники этого типа являются генераторами фото – э.д.с. , в них осуществляется прямое преобразование энергии оптического излучения в электрическую энергию, которая выделяется на сопротивлении нагрузки  $R_n$ .

При контакте двух полупроводников с разными типами проводимости вследствие того, что работа выхода *n*-полупроводника меньше работы выхода *p*-полупроводника, электроны из *n*- полупроводника будут переходить в *p*-полупроводник, а дырки - в *n*- полупроводник. Между наружными поверхностями полупроводника устанавливается приконтактная разность потенциала, а приконтактная область обедняется основными носителями, в результате чего образуется слой с нелинейной проводимостью, который называется запирающим слоем. Один из вариантов запирающего слоя – это *p-n* переход. При подаче на *p-n* переход внешнего напряжения в прямом направлении основные носители притягиваются к переходу, и при большой величине напряжения запирающий

слой исчезает. Если напряжение подано в обратном запорном направлении, то основные носители оттягиваются от контакта и сопротивление в области  $p$ - $n$  перехода возрастает. Если при освещении контактного перехода со стороны  $p$ -полупроводника поглощается фотон, то образуется электронно – дырочная пара. Неосновные носители – электроны втягиваются полем и перейдут в  $n$ -полупроводник, а основные (дырки) останутся в  $p$ -полупроводнике. При этом нарушается равновесие токов, текущих через  $p$ - $n$  переход. По мере перехода неосновных носителей возникает фото – э.д.с.. Ее полярность обратна контактной разности потенциалов. В режиме короткого замыкания фототок пропорционален световому потоку. Если  $R_n \neq 0$ , то линейность реакции нарушается. Преимущества вентильного режима состоят в следующем: 1 – отсутствие источников питания, 2 – низкий уровень шумов, так как нет темнового тока. Обнаружительная способность этих приемников близка к теоретическому пределу. В астрономии широкое применение нашел фотогальванический приемник из антимонида индия  $\text{InSb}$ , охлаждаемый до  $77^\circ\text{K}$ . Максимальная обнаружительная способность у этого приемника лежит в районе  $5.5 \text{ мкм}$ , а красная граница чувствительности  $\sim 7 \text{ мкм}$ . При подаче напряжения в обратном направлении ток в цепи увеличивается пропорционально световому потоку. Суммарный ток равен  $I = I_F + I_T$ , где  $I_F$  – фототок,  $I_T$  – темновой ток. Среди *фотодиодов* наибольшее распространение получили фотодиоды из германия (ширина запрещенной зоны  $0.67\text{эВ}$ ) и кремния ( $1.11\text{эВ}$ ). Кремниевые фотодиоды изготавливаются с диффузионным  $p$ - $n$  переходом. Пластика монокристаллического  $\text{Si}$   $n$ -типа припаивается к металлическому основанию, ее наружная поверхность покрывается слоем двуокиси кремния, в котором вытравливается окно. Диффузия акцепторной примеси  $p$ -типа в поверхностный слой кремния осуществляется прогревом заготовки в атмосфере газа, содержащего соединения бора. В результате образуется слой  $p$ -типа, к которому припаивается электрод. В диапазоне от  $0.5$  до  $1 \text{ мкм}$  в спектральных полосах  $V$ ,  $R$  и  $I$ , этот приемник обладает высоким квантовым выходом  $\eta \sim 60 - 70\%$ . Чаще используются линейки или матрицы кремниевых фотодиодов, эти приборы получили название RETICON. Эти приборы могут быть полезны для точной фотометрии при высоком отношении сигнал/шум.

#### § 5. Приборы с зарядовой связью.

*Приборы с зарядовой связью* (ПЗС или CCD – Charge Coupled Device) – это твердотельные матричные приемники, которые благодаря высокому квантовому выходу, широкому динамическому диапазону и низкому уровню шумов в настоящее время широко используются в наблюдательной астрономии. Главным элементом ПЗС является конденсатор со структурой металл – окисел – полупроводник (МОП). Рассмотрим устройство МОП-конденсатора (рис. 3.9 а) основе кремния с  $p$ -типом проводимости ( $p$ - $\text{Si}$ ). На подложке из  $p$ - кремния создается изолирующий слой двуокиси кремния ( $\text{SiO}_2$ ), далее на него наносится металлический электрод, который будем называть затвором. Если к затвору приложить положительное напряжение относительно подложки, то в слое кремния, прилегающем к границе с окислом, основные носители (дырки), будут отталкиваться от электрода и покинут этот слой. На границе раздела окисел – кремний возникает область, в которой отсутствуют основные носители, при этом образуется потенциальная яма для носителей противоположного знака (электронов). Распространение потенциальной ямы вдоль поверхности кремния ограничивается областями стоп – диффузии, имеющими тот же тип проводимости, что и подложка, но на несколько порядков большую степень легирования ( $p^+$ -тип). В областях стоп-диффузии поверхностный потенциал на границе раздела окисел – кремний всегда близок к нулю, что препятствует растеканию заряда. Первоначально потенциальная яма пуста, но постепенно она будет заполняться свободными электронами подложки, которые образуют вблизи границы раздела инверсионный слой (слой с обратной проводимостью) толщиной  $\sim 10 \text{ нм}$ .

Для наглядности потенциальную яму можно представить как ведро, а неосновные носители – как жидкость, которая его частично заполняет (рис.3.9б). Глубина пустого ведра зависит от первоначального значения поверхностного потенциала под электродом.

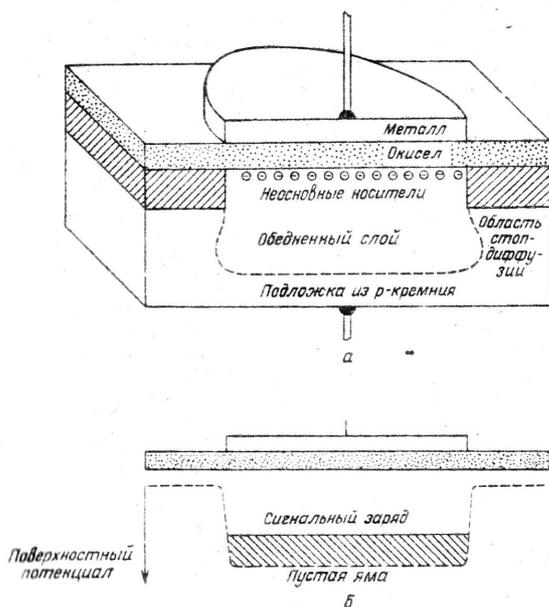


рис. 3.9. Поперечное сечение МОП – конденсатора, используемого в качестве элемента хранения неосновных носителей заряда (а), потенциальная яма с зарядом, изображенным в виде жидкости, находящейся на дне ямы (б).

За положительное направление оси, вдоль которой откладывается потенциал, принимается направление вглубь полупроводника. Количество жидкости в ведре соответствует величине заряда в потенциальной яме, а положение поверхности жидкости показывает, на какую величину уменьшился поверхностный потенциал. Однако следует помнить, что заряд **всегда остается на границе раздела окисел – полупроводник**, а ведро с жидкостью – это лишь удобная модель качественного описания процессов в ПЗС. При комнатной температуре потенциальная яма быстро заполняется электронами за счет тепловой генерации. При охлаждении МОП-конденсатор может служить запоминающим элементом для аналоговой информации, представленной величиной заряда в потенциальной яме.

Для количественного описания физических процессов в МОП-конденсаторе обычно используются энергетические диаграммы МОП-структуры, приведенные на рис. 3.10 а для пустой потенциальной ямы и на рис. 3.10 б для ямы, содержащей заряд неосновных носителей. Величина поверхностного потенциала  $\Phi_S$  показывает, насколько искривляются границы запрещенной зоны в кремниевой подложке при подаче на затвор напряжения  $V_G$  и при наличии заряда неосновных носителей  $Q_S$ . Так как ширина запрещенной зоны Si равна  $1.14 \text{ eV}$ , то красная граница внутреннего фотоэффекта  $\sim 1.1 \text{ мкм}$ . Голубая граница полосы чувствительности связана с поглощением электродами коротковолнового излучения и лежит в районе  $0.4 \text{ мкм}$ . В результате собственного поглощения в подложке образуются пары носителей (электрон – дырка). Основные носители (дырки) уходят через подложку на землю, а электроны накапливаются под электродом на границе раздела окисел – полупроводник.

*ПЗС с поверхностным каналом.* Если два МОП-конденсатора имеют общую подложку и расположены так близко, что обедненные области и потенциальные ямы перекрываются, то подвижный заряд неосновных носителей будет накапливаться в том месте, где поверхностный потенциал выше. Используя жидкостную модель, можно сказать, что

заряд течет в наиболее глубокую часть потенциальной ямы. Это позволяет осуществить управляемый перенос заряда от одного электрода к другому. Зарядовый пакет, возникший за счет оптической генерации под электродом, на который подано достаточно высокое

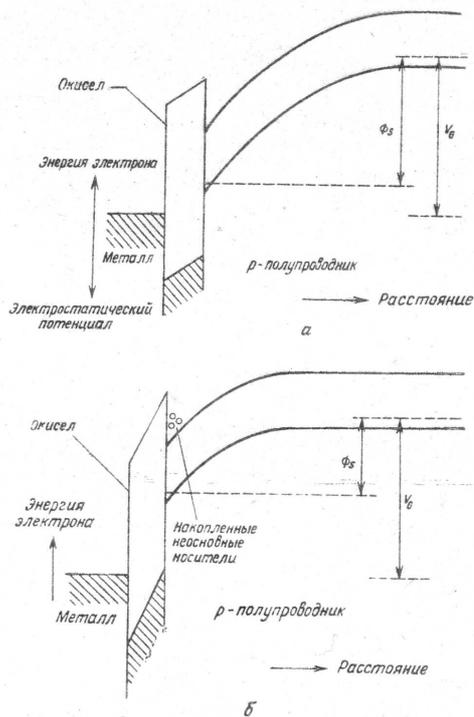


Рис. 3.10. Энергетические диаграммы МОП-структуры сразу же после приложения положительного импульса к металлическому электроду (а) и после того, как в результате тепловой генерации неосновные носители накопились на границе раздела окисел – полупроводник (б).

напряжение, будет распространяться вдоль границы раздела окисел – кремний под соседний электрод в том случае, если на него подано такое же или более высокое напряжение. При снятии напряжения с первого электрода заряд полностью перетечет под второй. Если ряд таких электродов присоединить к шинам тактового питания так, что каждый последующий подключен к очередной шине с некоторой периодичностью, то вдоль цепочки электродов можно одновременно переносить несколько зарядовых пакетов. Для примера рассмотрим принцип работы трехфазного ПЗС (рис.3.11а,б). В момент времени  $t_1$  на первую шину подано положительное напряжение, вторая и третья шины заземлены. На границе раздела Si – SiO<sub>2</sub> под электродами, находящимися под потенциалом  $\Phi_1$ , будет накапливаться заряд, величина которого зависит от числа фотонов, попавших на данный элемент ПЗС. В следующий момент времени  $t_2$  на затвор  $\Phi_2$  подается положительный потенциал, равный  $\Phi_1$ , потенциальная яма образуется под обоими электродами, и накопленный заряд равномерно распределяется под ними, подобно воде, выравнивающей свой уровень в двух сообщающихся сосудах. В момент времени  $t_3$  потенциал  $\Phi_1$  уменьшается до нуля и весь заряд перетекает под затвор  $\Phi_2$ . Следует отметить, что уменьшение потенциала должно происходить плавно, а не скачком, чтобы заряд не выплескивался из потенциальной ямы. Далее цикл из трех тактовых шагов повторяется, заряд перемещается по каналу переноса до тех пор, пока не достигнет окончательного затвора. В случае трехфазного ПЗС каждая тройка затворов образует один приемный элемент. Основной недостаток трехфазного прибора заключается в необходимости трех последовательностей перекрывающихся тактовых импульсов.

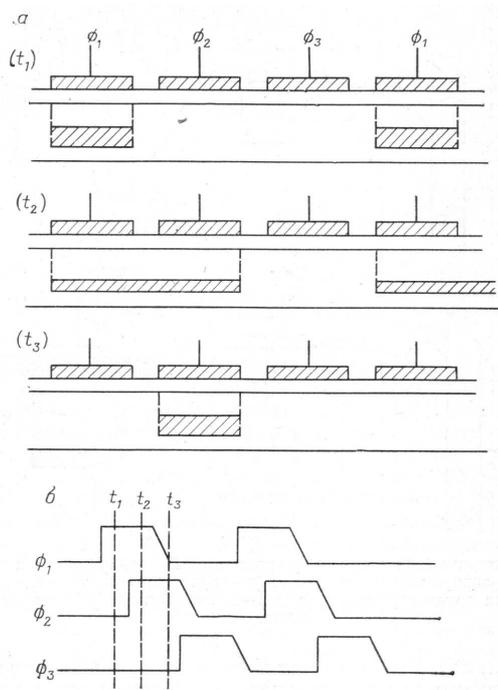


Рис.3.11. Принцип работы трехфазного ПЗС: а – распределение заряда в потенциальных ямах в моменты  $t_1, t_2,$  и  $t_3$ ; б – диаграмма напряжений тактовых сигналов на трех фазах.

Проще устроен двухфазный приемник, схема и принцип работы которого представлена на рис.3.12. В данном случае используются поликремневые электроды, обладающие свойствами металлов. Часть из них погружена в окисел, и поэтому потенциальные ямы

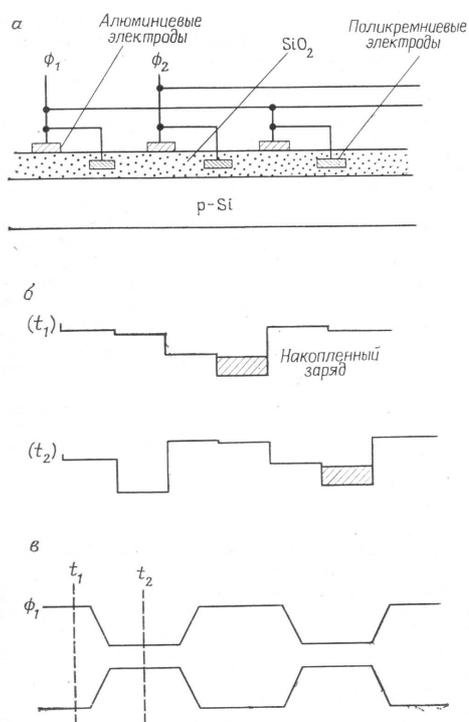


Рис.3.12. Работа двухфазного ПЗС: а – конструкция электродов; б – движение зарядов; в – тактовые напряжения.

под ними глубже, чем под затворами, расположенными на поверхности диэлектрика. На рис.3.12 б представлен вариант, когда положительный потенциал  $\Phi_2$  выше потенциала  $\Phi_1$ . В этом случае в  $p$ -кремнии под электродами, соединенными с шиной  $\Phi_2$ , образуются двухъярусные несимметричные потенциальные ямы, в которых будут накапливаться заряды. Если в момент  $t_2$  потенциалы  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  поменяются местами, то заряд перетечет в более глубокую потенциальную яму, расположенную справа под следующим электродом, подсоединенным к шине  $\Phi_1$ . В отличие от трехфазного ПЗС у двухфазного прибора величина накопительной емкости меньше и движение заряда возможно только в одном направлении. Однако управление двухфазным ПЗС проще, и напряжения на фазах  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  могут быть просто противофазными и подаваться от одного генератора.

Дальнейшее упрощение связано с заменой одной фазы областями сильно легированного кремния – так называемые электроды «виртуальной» фазы, под которыми имеется постоянный поверхностный потенциал, в то время как на соседнем поликремневом электроде напряжение повышается и понижается. ПЗС с виртуальной фазой обладает более высокой чувствительностью, равномерностью и надежностью, а также простотой затворов, что особенно важно при работе в космосе.

Главным недостатком ПЗС с поверхностным каналом является наличие ловушек на границе раздела Si – SiO<sub>2</sub>, что приводит к отличию эффективности переноса заряда (ЭПЗ) от единицы. ЭПЗ определяется как доля заряда, переносимая к следующему элементу в единичном акте переноса. Для лучших современных ПЗС типичное значение ЭПЗ равно 0.999 995 и больше, а у ПЗС с поверхностным каналом этот параметр на порядок хуже (0.999 95). Существование ловушек связано с дефектами кристалла кремния, число которых на границе раздела Si – SiO<sub>2</sub> значительно больше, чем в глубине. Часть заряда задерживается в ловушках, что значительно снижает ЭПЗ, и особенно сказывается при малых световых потоках, когда ловушки не заполнены. Один из способов борьбы – непрерывная слабая засветка, которая позволяет поддерживать ловушки заполненными. Этот искусственный сдвиг называют «жирным нулем». В астрономии роль «жирного нуля» играет фон неба. Другой, более эффективный способ – это перенесение канала переноса с поверхности в глубь кристалла.

*ПЗС с внутренним каналом.* На рис.3.13 приведена схема ПЗС с внутренним каналом. В этих приборах между кремнием и окислом находится слой сильно легированного кремния с другим типом проводимости ( $n$ -типом). Образуется  $p$ – $n$  переход, который смещают в обратном направлении, прикладывая к  $n$ -слою положительное относительно подложки напряжение. Если напряжение, поданное на  $p$ – $n$  переход, больше чем напряжение на всех затворах, то в области  $p$ – $n$  перехода, где потенциал подложки достигает максимума, возникает обедненный слой (рис.3.13 б). В обедненном слое могут накапливаться заряды, причем расположенные сверху электроды, как и в предыдущем случае, регулируют глубину потенциальной ямы. Процесс накопления и переноса заряда протекает так же, как и у приборов с поверхностным каналом, но он более эффективен по двум причинам. Во-первых, количество ловушек в объеме кристалла гораздо меньше, чем на поверхности, поэтому значительно улучшается эффективность переноса, что особенно важно для малых зарядовых пакетов. Во-вторых, силовые линии электрического поля между соседними электродами почти параллельны направлению движения заряда, что ускоряет движение электронов. Главным недостатком ПЗС с внутренним каналом является уменьшение в 3–4 раза по сравнению с ПЗС с внешним каналом накопительной емкости ячейки. Однако, доступность работы с очень малыми сигналами расширяет динамический диапазон и увеличивает чувствительность ПЗС с внутренним каналом. Эти свойства делают особенно перспективным применение этих приборов в астрономии в качестве оптимального приемника при регистрации слабых сигналов.

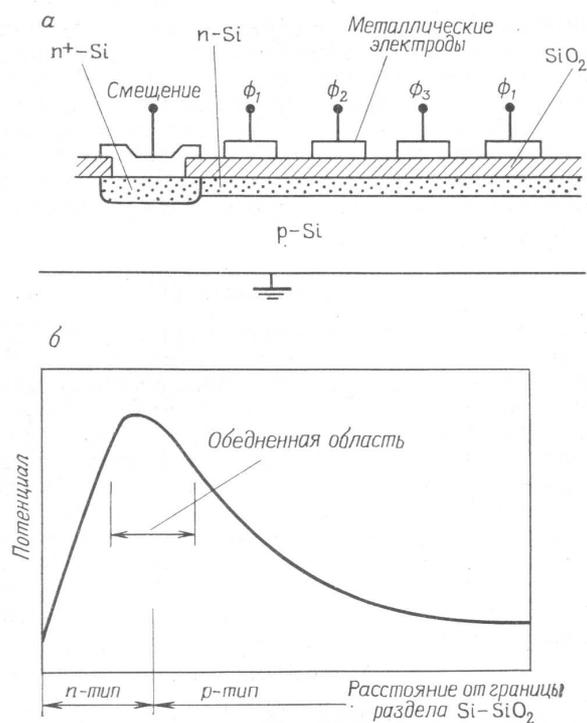


Рис.3.13. Трехфазный ПЗС с внутренним каналом: а – схема устройства (показан дополнительный  $n$ -примесный слой между изолирующим слоем  $\text{SiO}_2$  и подложкой  $p$ -типа); б – распределение потенциала в кремнии, показывающее образование потенциальной ямы для электронов на границе проводимостей  $n$ - и  $p$ -типов.

ПЗС, освещаемые спереди и с обратной стороны. Во всех, рассмотренных ранее приборах, свет падал спереди со стороны электродов, которые в настоящее время делаются из прозрачного материала – поликремния. Однако, поликремний не пропускает коротковолновое излучение и чувствительность таких приемников в синей области спектра падает до нуля уже на длине волны 0.4 мкм. Частично эту проблему можно решить путем специального расположения электродов, позволяющего оставить часть поверхности кристалла открытой для излучения (ПЗС со вскрытыми окнами). В некоторых современных ПЗС (например, фирмы SBIG) используется специальная система линз, собирающая весь свет и направляющая его на участки кристалла, свободные от электродов.

Более радикальным решением этой проблемы является освещение кристалла кремния с обратной стороны. Однако, в этом случае возникают другие трудности. Рассмотрим их подробнее. Так как коэффициент собственного поглощения велик, то фотоны поглощаются вблизи задней поверхности кристалла, при этом образуются пары носителей (электрон – дырка). Основные носители (дырки) уходят на землю, а неосновные носители (электроны) должны дойти до соответствующих потенциальных ям, поэтому расстояние от места возникновения электрона до канала переноса не может превышать длины его свободного пробега, следовательно, кристалл кремния должен быть тонким. Поэтому приборы, работающие в это режиме подвергаются травлению и называют утоньшенными (thinned). При этом квантовый выход в районе 0.4 мкм достигает примерно 20÷30%, а далее в коротковолновой области спектра резко падает.

Для продления чувствительности в УФ-диапазон применяются люминофоры, у которых под воздействием коротковолнового излучения возникает свечение в районе 0.5 мкм.

Методы считывания заряда. Считывание первых ПЗС осуществлялось путем перевода заряда с окончного электрода в подложку и измерением текущего через него тока.

Однако при наблюдении слабых астрономических объектов величина заряда часто невелика и составляет всего несколько тысяч электронов на пиксел, поэтому и увеличение тока будет небольшим. Однако, если преобразовать зарядовый пакет в приращение напряжения по формуле  $\Delta V = \Delta Q/C$ , где  $\Delta V$  – приращение напряжения,  $\Delta Q$  – величина зарядового пакета, а  $C$  – эффективная емкость сенсорного электрода относительно земли, то поскольку у ПЗС емкость может быть значительно меньше  $1 \text{ пф}$ , то и величина  $\Delta V$  оказывается вполне измеримой.

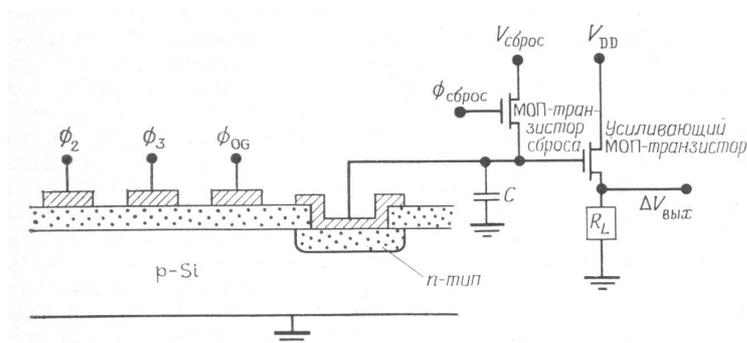


Рис.3.14. Метод считывания заряда, называемый считыванием с плавающей диффузионной областью. Конденсатор  $C$  представляет собой паразитную емкость диффузионной области  $n$ -типа. Заряд поступает на нее через управляющий затвор  $\Phi_{OG}$ .

Рассмотрим некоторые методы считывания. На рис.3.14 на примере трехфазного ПЗС с поверхностным каналом представлен метод считывания с плавающей диффузионной областью. Электрод  $\Phi_3$  – это последний электрод трехфазной ячейки, далее следуют выходной затвор и обратно смещенный диод, образованный диффузией примеси  $n$ -типа в подложку  $p$ -типа. Эта диффузионная область соединена с усилительным МОП – транзистором и с МОП – транзистором сброса. С помощью тактовых импульсов заряд переносится из  $\Phi_3$  в выходной затвор  $\Phi_{OG}$  и далее в выходной диод, который эквивалентен конденсатору. Приход зарядового пакета уменьшает на нем напряжение, изменение напряжения усиливается МОП – транзистором и передается в цепь обработки видеосигнала. На следующем такте импульс сброса  $\Phi_{сброс}$  открывает разрядный транзистор и на выходном диоде устанавливается потенциал  $\Phi_{сброс}$ .

При малых уровнях сигнала наводки тактовых и разрядных импульсов могут превысить сигнал. В связи с этим был разработан метод двойной коррелированной выборки (ДКВ), который позволяет устранить эти наводки. С помощью транзистора сброса емкость подключается к источнику постоянного напряжения. Однако заряд емкости подвержен тепловым флюктуациям, величина которых равна  $(kTC)^{1/2}$ , где  $k$  – постоянная Больцмана, а  $C$  – емкость выходного узла. Это шум сброса, а величина его при  $T=120K$  и  $C=0.1 \text{ пф}$  примерно равна 100 электронам. Суть метода ДКВ состоит в том, что напряжение на конденсаторе измеряется дважды: сразу после сброса и после переноса зарядового пакета. Поскольку полезным сигналом является разность этих напряжений, то шум сброса и низкочастотный шум выходного транзистора исключаются, так как за время между двумя измерениями шумовой сигнал коррелирован и в разность напряжений не входит.

Методы считывания, которые были рассмотрены выше, являются разрушающими, так как при считывании зарядовые пакеты пропадают. Метод считывания с плавающим затвором является неразрушающим, что позволяет производить многократные измерения заряда, и тем самым уменьшить величину шума. На рис. 3.15 приведена схема расположения электродов для случая трехфазного ПЗС, между двумя обычными электродами находится электрод под постоянным напряжением смещения. Под этим смещенным электродом в слое двуоксида кремния расположено продолжение затвора

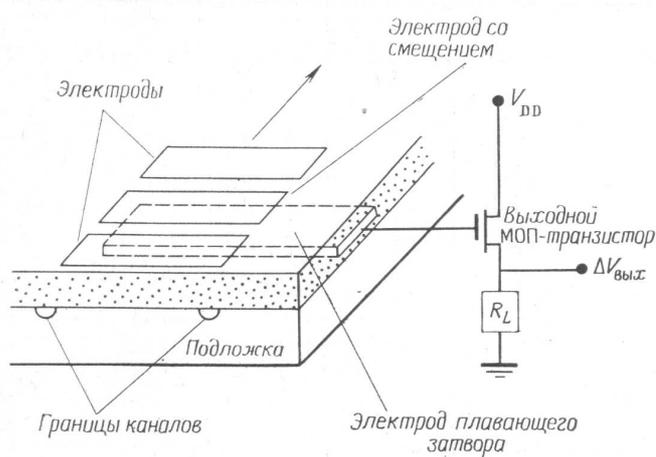


Рис.3.15. Считывание заряда методом плавающего затвора. Стрелкой показано направление движения зарядового пакета).

МОП – транзистора. Движение зарядового пакета по каналу переноса, как обычно осуществляется подачей тактовых импульсов на электроды. Проходя под смещенным электродом заряд изменяет потенциал плавающего затвора благодаря емкостной связи. Этот метод считывания имеет ряд преимуществ перед другими методами. Первое преимущество состоит в более высокой чувствительности к заряду, поскольку эквивалентная емкость затвора меньше емкости плавающей диффузионной емкости. Второе – в уменьшении шума благодаря повторным считываниям.

На рис.3.16 приведена схема усилителя с плавающим затвором. Сигнал с выхода этого усилителя передается в отдельный выходной регистр, затем зарядовые пакеты сдвигаются к следующему усилителю с плавающим затвором и поступают в выходной регистр. В то же время выходной регистр сдвигается синхронно с основной строкой ПЗС. В его ячейке, подключенной ко второму усилителю с плавающим затвором, уже есть усиленная

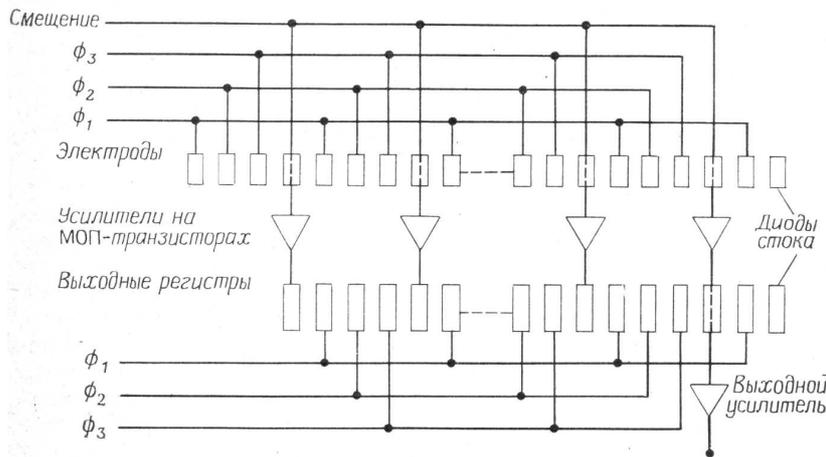


Рис.3.16. Усилитель с распределенным плавающим затвором.

копия зарядового пакета, поэтому сигнал в выходном регистре удваивается. Следующий усилитель с плавающим затвором прибавляет еще одну копию зарядового пакета и так далее. В результате усиленный сигнал будет считан столько раз, сколько ячеек в выходном регистре. Накопленные в выходном регистре заряды дополнительно усиливаются. Если в регистре  $N$  ячеек, то отношение сигнал/шум увеличивается в  $N^{1/2}$  раз. Метод считывания с плавающим затвором позволяет значительно снизить шум считывания.

*Конфигурации ПЗС – матриц.* Рассмотрим некоторые двумерные конфигурации приемников изображения. Чаще всего используются два варианта расположения ячеек, представленные на рис. 3.17: с кадровым и со строчным переносом. В случае кадрового переноса заряды ячейки располагаются в виде матрицы с вертикальными столбцами и горизонтальными строками. Матрица состоит из двух секций: приемной и накопительной. После окончания экспозиции зарядовые пакеты сдвигаются вдоль столбцов в секцию хранения, которая защищена от света. Далее заряды из этой секции построчно переносятся в выходной регистр, а из него поэлементно в выходной усилитель. Во время считывания изображения из секции хранения приемная секция освещена и в ней идет накопление заряда. Основным недостатком описанной выше конфигурации является необходимость в дополнительной секции.

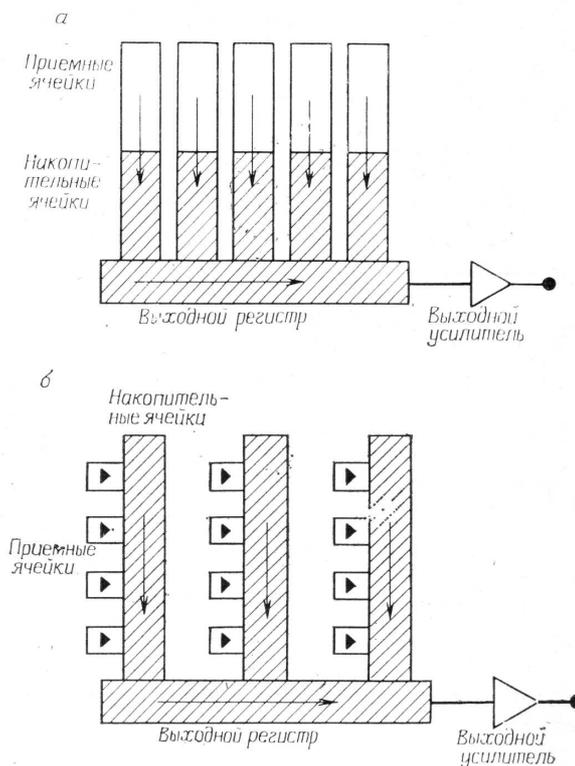


Рис.3.17. ПЗС – матрицы: а – с кадровым переносом; б – со строчным переносом.

Матрицы со строчным переносом устроены, как показано на рис.3.10б. Между столбцами приемных ячеек расположены строчные регистры переноса, закрытые от попадания света. В течение заданного времени в приемных ячейках происходит накопление заряда. Затем содержимое приемных ячеек одновременно и быстро перебрасывают в регистры переноса. Так как боковой перенос осуществляется очень быстро, то изображение не размывается. Далее зарядовые пакеты передвигаются вниз по регистрам переноса, а затем по выходному регистру выходному усилителю. Недостатком этой конфигурации является то, что приемная секция не сплошная, а состоит из отдельных ячеек. Кроме того, столбцы переноса закрыты от света, что приводит к уменьшению эффективного квантового выхода.

*Спектральная чувствительность ПЗС и квантовый выход(q).* Как было сказано в начале главы, длинноволновая граница чувствительности ПЗС лежит в районе 1.1 мкм. Показатель преломления кремния равен примерно 7 и величина его уменьшается с ростом длины волны, поэтому на  $\lambda=0.31$  мкм внутрь кристалла попадает только 55% света, а на  $\lambda=0.9$  мкм – 68%. Потери на отражение можно уменьшить нанесением просветляющего слоя на границе воздух – кремний. Как уже отмечалось, поликремниевые электроды не

пропускают коротковолновое излучение, поэтому на  $\lambda=0.4\text{ мкм}$  чувствительность ПЗС, освещаемых спереди, уменьшается почти до нуля, а максимальный квантовый выход на  $\lambda=0.6\div 0.8\text{ мкм}$  составляет примерно 30 – 40%.

Тонкие ПЗС, которые освещаются сзади, имеют более высокий квантовый выход. В ближней ИК области Si становится прозрачным, и при толщине матрицы  $\sim 50\text{ мкм}$  не все излучение поглощается. Для того, чтобы понять, что происходит в синей и УФ областях, рассмотрим рис. 3.18, на котором представлена зависимость глубины поглощения фотона в Si от его длины волны. Глубина поглощения определяется как расстояние,

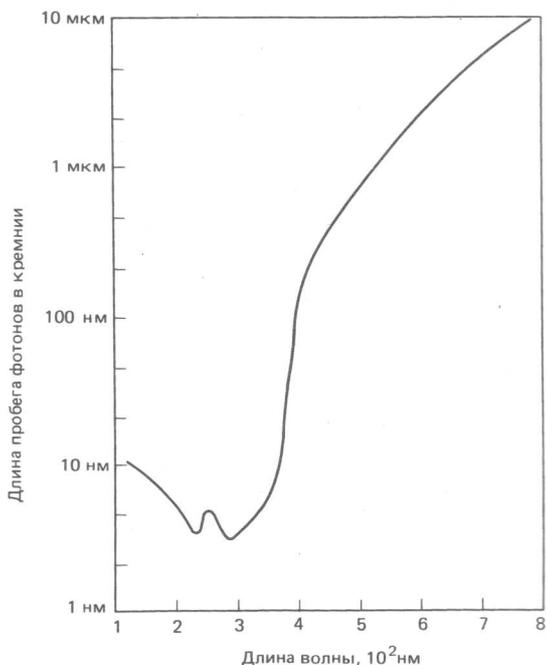


Рис. 3.18. Зависимость длины пробега фотонов в кремнии от длины волны падающего света.

на котором 63% упавших фотонов поглощается. На длинах волн короче, чем  $400\text{ нм}$  носители заряда рождаются очень близко к поверхности и могут быть захвачены поверхностными ловушками. Чтобы повысить квантовый выход в УФ области, была разработана методика нанесения отрицательного заряда, который создает электрическое поле, отталкивающее электроны от поверхности вглубь кристалла, где находятся потенциальные ямы. Отрицательный заряд наносят на заднюю поверхность ПЗС путем сильной засветки коротковолновым ( $\lambda < 250\text{ нм}$ ) УФ излучением в присутствии кислорода или окиси азота. Другой способ создания на задней поверхности отрицательного заряда состоит в нанесении тонкой прозрачной пленки металла, например платины, и в регулировании напряжения на этом металлическом электроде. Стабильность, равномерность и величина чувствительности в синей и УФ областях, зависят от степени соблюдения заданной толщины кристалла и применения описанных выше методов.

Существует более надежный метод повышения чувствительности ПЗС в синей области спектра. Это нанесение на поверхность пленки с органическим красителем, который поглощает коротковолновые фотоны и переизлучает их в области около  $500\text{ нм}$ . Так удастся существенно повысить величину  $q$  не только тонких, но и толстых матриц. На рис.3.19 приведены несколько типичных кривых спектральной чувствительности ПЗС.

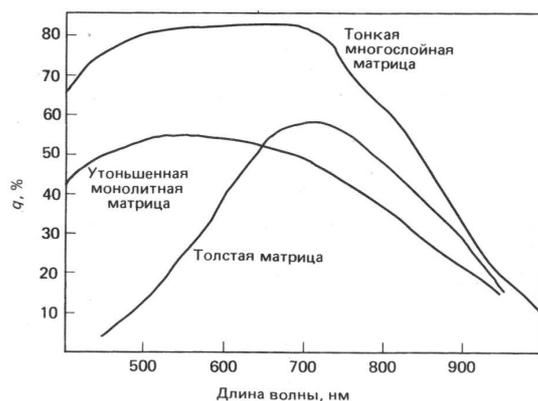


Рис. 3.12. Кривые спектральной чувствительности трех типов ПЗС.

*Неравномерность чувствительности* от элемента к элементу, которая может достигать 5%, а иногда и большей величины, можно учесть с помощью кадров «плоского поля». Для получения этих кадров снимают сумеречное небо или равномерно освещенное подкупольное пространство. Кадры «плоского поля» необходимо получать в каждой цветовой полосе.

Чем больше длина волны падающего излучения тем прозрачнее становится кремний и тем больше света отражается от задней поверхности. При этом в тонкой матрице образуются интерференционные полосы, форма полос которых зависит от неоднородностей толщины кремния, а их контраст возрастает с увеличением длины волны. Интерференционные полосы также могут возникать при прохождении света через прозрачные электроды. В случае широкополосных наблюдений полосы можно убрать калибровкой по «плоскому полю».

*Темновой ток.* В случае ПЗС под темновым током понимается количество тепловых электронов, генерируемых за секунду в одном пикселе при отсутствии освещения. При комнатной температуре у современных ПЗС темновой ток составляет примерно  $2.5 \cdot 10^4 \text{ e}^-/\text{px}/\text{sec}$ . Для охлаждаемых приемников типичное значение лежит в пределах от 2 до  $0.04 \text{ e}^-/\text{px}/\text{sec}$ . Несмотря на то, что 2 электрона – это небольшая величина, но при экспозициях порядка 15 минут, которые характерны при наблюдениях слабых астрономических объектов, к зарядовому пакету, накопленному в каждом пикселе, добавляется 1800 тепловых электронов.

Существует два основных метода охлаждения. Первый, обычно применяемый при проведении научных исследований, — это охлаждение жидким азотом. ПЗС и связанная с ним электроника помещаются в вакуумный металлический дьюаровский сосуд, в дьюар заливается жидкий азот, и хотя прямого контакта с ПЗС нет, прибор охлаждается до температуры около  $-100^\circ \text{C}$ . Поскольку зависимость темнового тока от температуры велика, то она должна поддерживаться с точностью  $\pm 0.1^\circ \text{C}$ . Более дешевыми и менее сложными холодильными устройствами являются системы, построенные на основе термоэлектрических методов охлаждения, при этом удается достичь температур от  $-20$  до  $-50^\circ \text{C}$ . Наиболее известные приборы этого типа – Пельтье – холодильники. Опыт работы с этими системами показал, что при температуре  $-30^\circ \text{C}$  возможно получить хорошее качество изображения даже при низких уровнях яркости.

Важной характеристикой ПЗС является *эффективность переноса заряда (ЭПЗ)*, равная доле заряда, которая переносится от элемента к элементу. Значение 0.999 995 и больше – типично для хороших современных ПЗС. При описании ПЗС с поверхностным и внутренним каналами были рассмотрены причины неэффективности переноса, связанные с наличием ловушек. Амплитуда и крутизна тактовых импульсов также влияет на ЭПЗ,

поэтому их необходимо подбирать для каждого ПЗС. Неэффективность переноса приводит к образованию «хвостов», которые тянутся за яркими деталями изображения, а также к ухудшению общей четкости картины.

*Шум считывания* – это среднеквадратичная ошибка измерения величины зарядового пакета. Шум считывания зависит от шума выходного усилителя, а также от методов преобразования аналогового сигнала в цифровую форму. Величину шума можно определить по флуктуациям сигнала с неосвещенной матрицы (bias – кадры). Для этого необходимо знать коэффициент преобразования  $g$ , который выражается количеством электронов, соответствующих одной единице ADU (Analog – to – Digital Unit) аналого – цифрового преобразователя — кванту преобразования. У современных ПЗС величина  $g$  лежит в пределах от 1 до 150  $e^-/ADU$ .

Под *емкостью ячейки* понимается максимальный заряд, который может храниться в потенциальной яме. Если заряд превосходит емкость ячейки, то он растекается в соседние элементы (блуминг). В конструкции некоторых матриц предусмотрена защита против блуминга, которая позволяет стекать избыточному заряду на землю. При этом нарушается линейность реакции, и измеренная в этом пикселе интенсивность света будет неверной. Емкость ячеек вместе с шумом считывания определяют *динамический диапазон* ПЗС — отношение полного числа электронов, которые могут быть накоплены в ячейке к числу шумовых электронов.

В таблице 3.1 для сравнения приведены основные характеристик двух старых ПЗС, ранее широко использовавшихся при астрономических наблюдениях, и для нескольких современных приборов, которые в настоящее время работают на крупнейших телескопах.

Таблица 3.1. Типичные свойства двух старых и 6 современных ПЗС

	RCA	TI	Kodak	E2V	SiTe	Sarnoff	STA (WIYN)	MIT/LL
Pixel Format	320 × 512	800 × 800	2048 × 2048	2048 × 4608	2048 × 2048	600 × 2400	3840 × 3952 OT	2048 × 4096
Pixel Size (microns)	30	15	9	13	12	13	12	15
Detector Size (mm)	10 × 15	12 × 12	18 × 18	27 × 62	25 × 25	6 × 25	50	31 × 62
Pixel Full Well ( $e^-$ )	350 000	50 000	100 000	150 000	110 000	> 20 000	> 70 000	> 200 000
Illumination	Front	Back	Front	Back	Back	Back	Back	Back
Peak QE (%) / Wavelength (Å)	70/4500	70/6500	45/6500	90/5000	85/6500	99/6600	96/5500	95/7700
Read Noise ( $e^-$ )	80	15	15	3	6	6	< 5	2.5
CTE	0.99995	0.999985	0.99998	0.999995	0.99999	0.99999	0.999998	0.999995
Operating Temp (C)	-100	-120	-30	-85	-85	-60	-60	-110
Typical Gain used ( $e^-/ADU$ )	13.5	5	5	1.5	3	5	1.5	1.37

В заключении остановимся на определении важнейшей характеристики при наблюдениях с ПЗС — отношения сигнал/шум ( $S/N$ ). Формула для определения этого отношения при измерениях, выполненных с ПЗС, может быть представлена в следующем виде:

$$S/N = N_*/(N_* + n_{pix}(N_S + N_D + N_R^2))^{1/2},$$

где  $N_*$  - полное число фотонов (сигнал), собранное от объекта в одном пикселе или нескольких пикселах (например, внутри звездного профиля),  $n_{pix}$ -число пикселей,  $N_S$ -полное число фотонов от фона неба на пиксел,  $N_D$ -полное число электронов темнового тока на пиксел и  $N_R^2$ -полное число электронов на пиксел от шума считывания. Шум считывания не подчиняется распределению Пуассона, поэтому в отличие от дробовых шумов, он входит в квадрате. Если яркость объекта велика, то в выражении для шума доминирует первый член; тогда для оценки отношения  $S/N$  получаем хорошо известное соотношение  $S/N = (N_*)^{1/2}$ .