X.

535.215.9

# ФОТОНРОВОДИМОСТЬ В ДАЛЕКОЙ ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ\*)

# Е. Натли

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Фотопроводимость можно использовать для изучения свойств полупроводников или детектирования радиации. В этом обзоре делается попытка описать свойства, необходимые для эффективного детектирования излучения в дальней инфракрасной области. Термин «дальняя инфракрасная область» несколько произволен. В статье принимается, что эта область охватывает диапазоп от 10 µ (0,01 мм) до 1000 µ (1 мм).

Когда излучение поглощается в фотопроводнике, оно вызывает в нем электронные переходы, изменяющие электрическую проводимость. Этот процесс нужно отличать от тепловых эффектов, создаваемых излучением, которые повышают температуру проводника и таким образом изменяют ее проводимость. Эти два процесса можно отличить по величине времени релаксации, которое в эффекте фотопроводимости обычно много меньше, чем в тепловом эффекте.

Фотопроводимость могут создавать электронные переходы трех типов. На рис. 1 слева показано возбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости полупроводника. Таким путем увеличивается концентрация свободных электронов и дырок. Процесс происходит, когда энергия кванта в излучении больше ширины запретной зоны. Этот процесс будет иметь, следовательно, длинноволновый порог, соответствующий энергетической щели. Ионизация примесей также может создавать свободные электроны и дырки. Энергия ионизации будет меньше собственной энергетической щели, так что эти центры могут быть представлены уровнями внутри щели. Ионизация этих уровней также приводит к фотопроводимости. Порог чувствительности при этом сдвигается в сторону больших длин волн по отношению к собственному порогу, и будет создаваться только один тип носителей. Этот процесс называется примесной или несобственной фотоионизацией. Фотопроводимость третьего типа имеет место, когда излучение поглощается свободными электронами в полупроводнике. На первый взгляд трудно ожидать, чтобы этот процесс при-

<sup>\*)</sup> E. H. Patley, Photoconductivity in the Far Infra-Red, Physica Status Solidi 6, 571 (1964). Перевод Ю. Г. Попова.

В статье обсуждаются эффекты фотопроводимости при длинах воли больше 10 микрон и рассматриваются возможности собственной фотопроводимости, а также в общем видо описаны процессы фотопонизации примесей в кремнии и германии и детально разобраны характеристики материалов, используемых в качестве практических детекторов на основе явления фотопроводимости в области между 10 и 100 µ. Кроме того, обсуждаются явления фотопроводимости, связанные с поглощением на свободных носителях в магнитном поле и без него, описаны практические фотодетекторы на этой основе в области 100—1000 µ. сравниваются характеристики основных детекторов и намечены пути их развития.

вел к изменению проводимости: однако, когда полупроводник охлажден до очень низких температур, взаимодействие между электроном и решеткой становится очень слабым. Следовательно, если энергия передается электрону от постоянного источника радиации, может иметь место стационарное состояние, в котором средняя энергия электрона значительно больше тепловой энергии. Обычно подвижность электрона зависит от



Рис. 1. Схема трех возможных процессов фотопроводимости.

энергии, так что этот процесс ведет к изменению подвижности и, следовательно, к изменению проводимости. Фотопроводимость этого типа не имеет длинноволнового порога, так как поглощение длинноволнового излучения свободными электронами максимально и не зависит от длины волны. Ниже определенной длины волны поглощение падает, как  $\lambda^2$ , и эффект будет уменьшаться при более коротких длинах волн.

На нижней части рис. 1 показан характер спектральной зависимости фотоответа для всех трех процессов. Так, например, самая дальняя собственная фотопроводимость наблюдается в коротковолновой части нашей области. Собственный процесс, однако, имеет некоторые преимущества, и возможность расширения этого процесса к бо́льшим длинам волн будет обсуждаться в гл. 2. Для изучения эффектов фотоионизации в примесной области необходимо иметь полупроводник, в который можно было бы вводить примеси в контролируемых количествах. Для этой цели широко используется Ge. Эффекты фотопроводимости изучались при длинах волн от нескольких микрон до несколько больше 100 µ, что соответствует мелким примесям в Ge. Этот эффект изучался также в Si и InSb, что обсуждается в гл. 3. Эффект свободных носителей проявляется при длинах волн больше 100 µ. Наиболее эффективными материалами для изучепия этого процесса являются полупроводники с малой эффективной массой, такие, как InSb. При использовании магнитного поля наблюдаются некоторые очень интересные эффекты, в том числе узкополосный управляемый эффект. Эти эффекты описываются в гл. 4.

В заключительной главе сравниваются достигнутые результаты и делаются прогнозы относительно дальнейшего развития детекторов дальней инфракрасной области.

## 2. СОБСТВЕННАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

Чтобы осуществлялась собственная фотопроводимость при длинах волн 10 µ и больше, расстояние между валентной зоной и зоной проводимости должно быть меньше 0,12 эг. Известны полупроводники с меньшей шириной запретной зоны; на некоторых из них были проведены измерения собственной фотопроводимости. К таким полупроводникам относятся серое олово, соединения HgTe — CdTe, Mg<sub>2</sub>Sn — Mg<sub>2</sub>Pb, InSb — InAs или InSb — BiSb, некоторые редкоземельные соединения мышьяка и соединения Bi — Sb.

Хотя у серого олова имеется энергетическая щель в 0,08 ж и из раствора  $Hg_2$  можно вырастить крупные монокристаллы олова, оно нестабильно при комнатной температуре, превращаясь в металлическую форму <sup>1</sup>. По этой причине исследования с ним ограничены. Основательного изучения фотопроводимости на сером олове не проводилось, однако Бекер <sup>2</sup> наблюдал фотопроводимость на тонких поликристаллических пленках с концентрацией электронов около  $10^{18}$  см<sup>3</sup> при 5° К. Фотопроводимость была постоянной от 5 до 12 µ, далее имела пик при 16 µ и спадала около 18 µ. Величина энергетической щели оценивалась в 0,075 ж.

НgTe является, вероятно, полуметаллом, а CdTe имеет ширину зоны в 1,6 эв. Из них могут быть составлены смеси во всех промежуточных соотношениях. Ширина запретной зоны для  $Hg_{0,8}Cd_{0,2}$ Te равна приблизительно 0,15 эв. В соединениях, в которых содержание Hg было около 0,8—0,9 при 77° K, наблюдалась фотопроводимость до 13 µ. Об этом первыми заявили Лоусон, Нильсен, Патли и Янг<sup>3</sup>, в последующих работах это значение было подтверждено. Указанная система является многообещающей для создания собственного фотопроводника в области 10 µ. Кроме фотопроводимости наблюдался фотоэлектромагнитный эффект<sup>5</sup>, и были созданы p - n-переходы, чувствительные к области 8—10 µ при комнатной температуре<sup>6</sup>.

Хотя эти результаты выглядят перспективными, главная трудность этой работы состоит в том, чтобы приготовить соединения с желаемым отношением Hg — Cd и в то же время так проконтролировать стехиометрические условия, чтобы получить малую концентрацию свободных носителей (предпочтительнее дырок). Эта проблема в большей или меньшей степени остается при получении всех сложных полупроводников, однако вообще чем меньшую энергетическую щель нужно получить, тем более трудно достичь достаточно малой концентрации носителей. Одним из путей для того, чтобы обойти эту трудность, является получение p - nпереходов. При этом в месте перехода будет создаваться область высокого сопротивления. Другим преимуществом перехода является то обстоятельство, что эффективное время срабатывания прибора определяется временем прохождения посителей через переход. Его можно сделать много меньше времени рекомбинации, которое определяет постоянную времени собственных или примесных объемных фотопроводников. Там, где необходимо время срабатывания прибора менее 10<sup>-8</sup> сек, следует использовать *р* — *п*-переход. По этой причине развитие фотодиодов для 10-µ области представляет особый интерес.

В Mg<sub>2</sub>Sn имеется энергетическая щель в 0,35 эе, в то время как Mg<sub>2</sub>Pb является полуметаллом <sup>7</sup>. Сейчас создается полный набор их промежуточных соединений. В соединении Mg<sub>2</sub>Sn<sup>8</sup> наблюдали эффект фотопроводимости как в объеме полупроводника, так и в p - n-переходе. Следовательно, вполне возможно создать соединения смешанного состава с шириной запретной зоны 0,1 эе или меньше. Недостатком является то, что эти соединения нестабильны, так как взаимодействуют с парами воды. По этой причине работы по созданию фотопроводников на основе этих соединений не вышли из начальной стадии.

InSb является одним из наиболее эффективных собственных фотопроводников. Фотопроводимость при комнатной температуре чувствительна до 7 µ и при 77° К падает до 5,5 µ. Чтобы расширить фоточувствительность к большим длинам волн, была рассмотрена возможность соединения InSb с полупроводниками III и V групп. Ширина запретной зоны в InAs больше, чем в InSb, но у смешанного соединения ширина запретной зоны проходит через минимум при составе In<sub>0,46</sub>As<sub>0,54</sub>Sb и равна 0,11 *эв* при комнатной температуре <sup>9</sup>. BiSb — полуметалл, и, если существует область промежуточных его соединений с InSb, такая система будет очень перспективной для изучения <sup>10</sup>. Пока же попытки создать такое промежуточное соединение не были очень успешными. Чтобы решить вопрос о том, может ли существовать это соединение, необходимы дальнейшие металлургические исследования.

Склар<sup>11</sup> указал, что существуют аналогии между соединениями A<sup>III</sup> BV и соединениями редкоземельных элементов с элементами пятой группы. Он предсказал, что PrAs, NdAs и PmAs должны быть полуметаллами, в то время как в SmAs, EuAs и GdAs должна иметься малая энергетическая щель. До сих пор ни одно из этих соединений не было приготовлено в достаточно чистом виде, чтобы можно было решить, будет ли предсказание верным. Эта группа, кажется, имеет интересные возможности, которые должны оправдать ее дальнейшее изучение.

Работа Джейна <sup>12</sup> с соединениями BiSb показала, что при малом количестве Sb получается малая ширина запретной зоны. При 7% Sb энергетический зазор равен 0,004 эв, что соответствует длине волны 310 µ. Фотопроводимость на этом соединении, по-видимому, никем не изучалась.

# 3. ПРИМЕСНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ

3.1.1. Чувствительность. Рассмотрим полупроводник, содержащий примесные центры концентрации N<sub>D</sub> с энергией ионизации Е<sub>D</sub>. Если, кроме того, имеются акцепторы концентрации N<sub>A</sub>, то пригодная для ионизации концентрация равна  $N_D - N_A = n$ , где n — концентрация электронов в зоне проводимости в отсутствие падающего излучения. Для полупроводника в тепловом равновесии при температуре Т п будет термически возбужденной концентрацией свободных электронов. Фотопроводник обыкновенно облучается радиацией фона от объектов, лежащих в «поле зрения» фотопроводника и имеющих температуру T<sub>B</sub> > T. Это облучение может быть нерегулируемым или же произвольно регулироваться для контроля характеристик детектора. В каждом случае п может быть значительно больше его термически равновесного значения.

Положим теперь, что детектор получает малое число фотонов в секунду с энергией  $hv > E_D$ . Часть их, определяемая коэффициентом  $\eta$ , будет поглощаться примесными центрами. Полагаем далее, что каждый поглощаемый фотоп ионизирует один электрон (если энергия фотонов будет больше примерно  $10E_D$ , то может происходить многократная ионизация). Таким образом, скорость генерации свободных электронов будет увеличиваться на величину  $\eta \Delta I$ .

Скорость рекомбинации будет расти с увеличением концентрации свободных носителей, пока не установится стационарное состояние, когда общее число свободных носителей увеличится от N до  $N + \Delta N$ .

Если радиация сигнала модулируется с угловой частотой ω, так что

$$\Delta I = \Delta I_0 \left( 1 + \exp j\omega t \right), \tag{1}$$

отношение между  $\Delta N$  и  $\Delta I$  можно выразить уравнением

$$\frac{d(\Delta N)}{dt} = -\frac{\Delta N}{\tau} + \eta \,\Delta I_0 \,(1 + \exp j\omega t), \tag{2}$$

где т — время жизни свободных носителей. Решение этого уравнения таково:

$$\Delta N = \Delta N_0 \left[ 1 + (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1/2} \exp j \left( \omega t + \theta \right) \right], \tag{3}$$

где

$$\Delta N_0 = \eta \tau \, \Delta I_0, \quad \theta = \mathrm{tg}^{-1} \, (\omega \tau).$$

Следовательно, при ω « τ

 $\Delta N = \eta \tau \, \Delta I \,. \tag{4}$ 

Соответствующее изменение проводимости равно

$$\Delta \sigma = e \mu \eta \tau \frac{\Delta I}{v}, \qquad (5)$$

где е — заряд электрона, и — подвижность, v — объем образца. Если частота излучения равна v, (5) можно выразить в единицах энергии в виде

$$\Delta Q = h \mathbf{v} \Delta I, \tag{6}$$

$$\Delta \sigma = \frac{e \mu \eta \tau}{v h \nu} \Delta Q. \tag{7}$$

Чтобы вычислить напряжение сигнала, создаваемого детектором, требуется знать величину dR/dQ; R — сопротивление детектора — равно  $R = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{A}$ ,

где А — площадь токовых контактов, а *l* — расстояние между ними;

$$\frac{dR}{dQ} = \frac{dR}{d\sigma} \frac{d\sigma}{dQ},$$

и тогда

$$\frac{dR}{dQ} = -\frac{R}{\sigma} \frac{e\mu\eta\tau}{vh\nu} = -\frac{R\eta\tau}{Nh\nu} \,. \tag{8}$$

Для детектора, который подчиняется закону Ома в условиях разомкнутой цепи, вольтова чувствительность dV/dQ равна

$$\frac{dV}{dQ} = \frac{dV}{dR} \frac{dR}{dQ} = -\frac{IR\eta\tau}{Nh\nu}, \qquad (9)$$
$$\frac{dV}{dQ} = -\frac{V\eta\tau}{Nh\nu}.$$

На самом деле детекторы дальней инфракрасной области обычно ноказывают отклонение от закона Ома. Поведение детектора как токового элемента для этого случая обсуждается подробно в приложении I. Е. ПАТЛИ

3.1.2. Поглощение излучения. Величина  $\eta$ , введенная в разделе 3.1.1, определяет главным образом коэффициент поглощения детектора. Для тщательно спроектированного детектора он приближается к 1. Измерения поглощения показывают, что, когда энергия излучения превышает собственную энергию, коэффициент поглощения а становится очень большим (скажем,  $\alpha \sim 10^3 \, cm^{-1}$  или больше), но коэффициент поглощения поглощения в области примесной ионизации много меньше ( $\alpha \sim 1 \div 10 \, cm^{-1}$ ).

Некоторые из первых измерений были сделаны на примесях III и V групп в Si. Так как коэффициент поглощения будет зависеть от концентрации примесей N, более удобно рассмотреть сечение поглощения

$$\sigma_{\mathbf{v}} = \frac{\alpha}{N} \,. \tag{10}$$

Оценка σ<sub>ν</sub> может быть сделана при использовании водородоподобной модели. Берстейн, Пикус и Склар цолучили

$$\sigma_{\nu} = \frac{8,28 \cdot 10^{-17}}{\varepsilon \sqrt{K}} \left(\frac{m}{m^*}\right) \left(\frac{\varepsilon}{h\nu}\right)^{8/3},\tag{11}$$

где  $hv \gg \varepsilon$ . Это выражение хорошо согласуется с измеренными значениями для примесей III группы в Si, что видно из нижеследующей сверки результатов.

Примесь	B	Al	Ga	In
	0,45	0,057	0,065	0,16
$\sigma_{v}$ (измеренное), $10^{-16}$ см <sup>2</sup>	15	8,5	5	0,7
$\sigma_{v}$ (вычисленное), $10^{-16}$ см <sup>2</sup>	11	7	5	0,9

Значение эффективной массы, использованное в этих вычислениях, было равно значению, которое получалось при подстановке энергии ионизации в формулу Бора:

$$\varepsilon = 13.6 \, \frac{m^*}{m} \, \frac{1}{K^2} \, \vartheta \varepsilon. \tag{12}$$

Комбинируя (11) и (12) при K = 12 (Si) или K = 16 (Ge), получим

$$\begin{aligned} \sigma_{\nu} &= 1, 1 \cdot 10^{-18} \cdot \varepsilon^{-2} & \text{(для Ge),} \\ \sigma_{\nu} &= 2, 25 \cdot 10^{-18} \cdot \varepsilon^{-2} & \text{(для Si).} \end{aligned} \tag{13}$$

Как мы увидим, это выражение достаточно хорошо согласуется с измеренными значениями для водородоподобных примесей в Si. Для Ge аналогичных по точности данных нет, но значения, полученные по формуле (13), сопоставляются ниже с некоторыми результатами для сечения первого уровня ионизации ряда примесей.

Примесь	As	Zn	Cu	Au	Ni
	0,0127	0,035	0,04	0,16	0,23
σ <sub>ν</sub> (измеренное), 10 <sup>~16</sup> см <sup>2</sup>	40	16	8,5	0,1; 0,9	2
σ <sub>ν</sub> (вычисленное), 10 <sup>−16</sup> см <sup>2</sup>	68	9	7	0,4	0,2
Литература	14	15	16	16, 169	17

За исключением Ni, совпадение удовлетворительное. Так как не существует никакой простой модели для более глубоких примесей, (13) может рассматриваться как эмпирическое соотношение. По крайней мере для более мелких уровней оно оказывается достаточно хорошим, чтобы использовать его при оценке сечения примесей, для которых не было проведено достаточно точных измерений поглощения.

Чтобы связать η с α, рассмотрим сечение материала толщины d. Если () — интенсивность излучения, падающего нормально на поверхность, величина поглощенного излучения равна

$$(1-R)(1-e^{-\alpha d})(1-Re^{-\alpha d})^{-1},$$
(14)

где *R* — коэффициент отражения. Так как проводимость будет малой, *R* может быть вычислено из диэлектрической постоянной:

$$R = \frac{(1 - \sqrt{\bar{K}})^2}{(1 + \sqrt{\bar{K}})^2};$$
(15)

R = 0,36 (для Ge) или 0,30 (для Si). При предположении, что каждый поглощенный квант освобождает один свободный поситель,

$$\eta = (1 - R) \left( 1 - e^{-\alpha d} \right) \left( 1 - R e^{-\alpha d} \right)^{-1}.$$
(16)

Это заключение предполагает, что отсутствует многократная ионизация п нет никаких других процессов поглощения. Предполагается, что многократная ионизация не происходит, пока энергия кванта не будет по крайней мере в 10 раз больше, чем энергия, необходимая для ионизации центра.

Кванты достаточной энергии, вероятно, обладают большей способностью возбуждать собственные посители, так что едва ли эффект многократной ионизации будет наблюдаться. Другими процессами поглощения обычно пренебрегают, поскольку в Si полосы решеточного поглощения находятся между 8 и 25  $\mu$ , а в Ge — между 15 и 305  $\mu$ . Хотя величина коэффициента поглощения решетки в чистых образцах может лежать между 1 и 10 см<sup>-1</sup>, экспериментальные результаты <sup>13, 15</sup>, по-видимому, показывают, что в сильнее легированных образцах, использованных для фотопроводимости, эффект поглощения решеткой достаточно мал. Помимо решеточного поглощения возможно поглощение электрически нейтральными примесями. Так, O<sub>2</sub>, растворенное в Si, может показать заметную полосу около 9  $\mu$ . Однако надлежащая техника приготовления должна исключать такие нежелательные примеси.

Наибольшее значение  $\eta$  получается при  $ad \gg 1$ . В этом случае  $\eta = (1 - R)$  (= 0.64 для Ge или 0.70 для Si). Значение  $\eta$  при  $ad \ll 1$  определяется по формуле  $\eta = ad$ .

Так как наибольший реальный коэффициент поглощения для некоторых примесей (таких, как Au в Ge) может быть малым (0,15 см<sup>-1</sup>), условие  $ad \gg 1$  будет выполняться для образца толщиной в несколько сантиметров. Практически же наиболее удобны образцы толщиной 1—2 мм. Уравнение (16) также указывает на желательность сделать образец по возможности малым. Следовательно, когда используют материалы с очень малым поглощением, лучшие результаты получаются при установке сравнительно небольшого образца в интегрирующую полость. Для образцов с большим поглощением толщина выбирается такой, чтобы выполнялось условие  $ad \sim 1$ . Эта толщина дает  $\eta = 0.47$  для Ge или 0,50 для Si. Дальнейшее улучшение возможно с помощью окрашивания передней поверхности образца.

Использование интегрирующей полости обсуждалось Мортоном, Шульцем и Харти<sup>18</sup>. которые показали, что существенное улучшение может быть получено этим методом, когда требуется малая эффективная апертура, но при площади детектора ~ 0,25 см<sup>2</sup> или больше удобнее вводить призму с обратной стороны германиевого элемента. Так как критический угол для полного внутреннего отражения в Ge равен ~ 14°, легко добиться того, чтобы излучение, проникающее через переднюю поверхность, полностью отражалось от задней и боковых граней. Таким образом, эффективная толщина может быть увеличена примерно в три раза.

При использовании таких уловок можно получить значение  $\eta$ , приближающееся к единице; однако значения много больше 0,5 недостижимы.

3.1.3. В ремя релаксации. Поскольку скорость срабатывания является характеристикой, отличающей фотопроводящие детекторы от других видов инфракрасных детекторов, время релаксации т будет использовано при обсуждении фотопроводимости, как принципиально независимая переменная величина. Это предполагает, что время релаксации может принимать любые желаемые значения. Чтобы решить, насколько это справедливо, обсудим механизм рекомбинации из рассмотрения кинетического уравнения

$$\frac{dn}{dt} = A_T (N_D - N_A - n) + A_I n (N_D - N_A - n) + A_P (N_D - N_A - n) - B_T n (N_A + n) - B_I n^2 (N_A + n) - B_P n (N_A + n).$$
(17)

В этом уравнении первые три члена справа представляют процессы генерации;  $A_T (N_D - N_A - n)$  — скорость возбуждения электронов при поглощении фононов колебаний решетки и фотонов излучения, находящегося в равновесии с кристаллом. Этот член иногда разделяют, чтобы представить оба процесса отдельно. Второй член  $A_{I}n (N_{D} - N_{A} - n)$ равен скорости, с которой примесные центры ионизируются столкновениями со свободными носителями. Третий член представляет скорость возбуждения, создаваемую фотонами, отличными от равновесной радиации. Последние три члена характеризуют три процесса рекомбинации, соответствующие вышеуказанным процессам генерации. Таким образом, *B<sub>T</sub>* n (N<sub>A</sub> + n) равна скорости захвата электронов пустыми донорными центрами; при этом энергия или передается колебаниям решетки, или излучается в виде термического фотона.  $B_I n^2 (N_A + n)$  — скорость рекомбинации, при которой энергия электрона передается другому свободному электрону (эффект Оже). Последний член представляет рекомбинацию с излучением неравновесных фотонов.

В стационарном случае dn/dt = 0 уравнение (17) может быть решено относительно *n*. Если система находится в термическом равновесии, генерационный и рекомбинационный члены от внешних процессов исчезают, и можно применить принцип детального равновесия к остающейся паре членов, так что

$$A_{T}(N_{D}-N_{A}-n) = B_{T}n(N_{A}+n), \qquad (18)$$

$$A_{I}n(N_{D} - N_{A} - n) = B_{I}n^{2}(N_{A} + n)$$
(19)

или

$$\frac{A_I}{B_I} = \frac{A_T}{B_T} = \frac{n (N_A + n)}{(N_D - N_A - n)} .$$
(20)

Величина справа в (20) может быть вычислена с использованием статистической механики при рассмотрении детальных процессов генерации и рекомбинации <sup>19</sup>. Подробные вычисления здесь не рассмотрены, однако, полагая, что T мало и  $kT \ll \varepsilon$ , что обычно справедливо для случаев, которые нас интересуют, имеем

$$\frac{n(N_A+n)}{(N_D-N_A-n)} = (2\pi m^* kT)^{3/2} h^{-3} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right).$$
(21)

Уравнение (17) предполагает, что нет других уровней между донорными уровнями и зоной проводимости. Обычно это не совсем справедливо, но, если стецень компенсации не так высока, чтобы полностью опустошить эти уровни, ими в общем случае можно пренебречь.

Уравнение (17) использовалось при рассмотрении примесной фотопроводимости Скларом и Берстейном <sup>20</sup> и при обсуждении эффектов разогретых электропов Кёнигом и его коллегами <sup>21, 22</sup>. Примесную фотопроводимость обычно изучали в неомической области. Пикус <sup>23</sup> использовал (17) при рассмотрении отношения между фотопроводимостью и эффектами горячих электронов.

При достаточно низких температурах скорость термической генерации будет незначительна по сравнению со скоростью оптической генерации, создаваемой неравновесным излучением фона, от которого обычно трудно избавиться; *n* также обычно мало сравнительно с  $N_D - N_A$ и  $N_A$ , и членом оптической рекомбинации можно пренебречь. Тогда уравнение (17) упрощается:

$$\frac{dn}{dt} = A_P \left( N_D - N_A \right) - n \left[ B_T N_A - A_I \left( N_D - N_A \right) \right], \tag{22}$$

так что стационарная концентрация равна

$$n = \frac{A_{\rm P} (N_D - N_A)}{B_T N_A - A_I (N_D - N_A)} \,. \tag{23}$$

Сравнение этого уравнения с уравнением (4), определяющим отношение между скоростью генерации и постояпной времени, показывает, что

$$\eta I = A_P \left( N_D - N_A \right) \tag{24}$$

И

$$\tau = [B_T N_A - A_I (N_D - N_A)]^{-1}.$$
 (25)

Выражение для т действительно только при  $A_I (N_D - N_A) \ll B_T N_A$ . Это справедливо для малых электрических полей. При увеличении электрического поля  $B_T$  уменьшается, вызывая увеличение n и т, но, когда электрическое поле возрастает дальше,  $A_I$  начинает быстро увеличиваться. Когда  $B_T N_A \approx A_I (N_D - N_A)$ , n увеличивается очень быстро. Прайс указал, что условие соответствует появлению лавинной ионизации <sup>22</sup>. В этой области член, обязанный рекомбинации Оже, должен быть включен в выражение для постоянной времени. Постоянная времени тогда проходит через максимум и падает, когда электрическое поле увеличивается дальше.

При изучении эффектов горячих электронов как в стационарном случае, так и в переходном, когда прикладывается меняющееся напряжение, могут быть найдены значения коэффициентов в кинетическом уравнении так же точно, как и при изучении эффектов фотопроводимости.

 $B_T$  было оценено по некоторым из первых исследований фотопроводимости. Оно было также вычислено из водородоподобной модели для примесных центров. Было найдено, что экспериментальные значения составляют около  $10^{-6}$  см<sup>3</sup> сек<sup>-1</sup>, в то время как теоретические расчеты давали около  $10^{-9}$ . Такое большое различие было позднее объяснено Лэксом <sup>24</sup>. Первоначальная теория предполагает, что захваченный электрон немедленно опускается в основное состояние, но Лэкс показал, что если электрон вначале входит в одно из более высоких возбужденных состояний примесей и затем каскадом опускается в основное состояние, нолучается правильное значение постоянной рекомбинации. Модель Лэкса показывает также, что  $B_T$  должно быстро меняться с температурой. Самое высокое состояние, в которое электрон может быть захвачен, должно иметь энергию ниже дна зоны проводимости на kT. Следовательно, когда температура уменьшается, состояния, находящиеся ближе ко дну зоны. будут способны захватывать электроны; поэтому сечение захвата и, следовательно, В<sub>т</sub> будут увеличиваться. При очень низких температурах радиус состояний, удовлетворяющих этому условию, станет сравнимым с расстоянием, отделяющим примеси. Электрон, занимающий одно из этих состояний, невозможно больше представлять как локализованный на данной примеси, и, следовательно, эти состояния нельзя рассматривать как локализованные. Поэтому при очень низких температурах сечение захвата будет достигать постоянного значения. В теории гигантских ловушек Лэкса показывается, что при более высоких температурах сечение должно изменяться, как  $T^{-4}$ . Этот результат подтверждается экспериментом. Например, Пикус <sup>23</sup> нашел из измерений фотопроводимости, что сечение Си в Ge при 4° К равно (6,9  $\pm$  0,2)  $\times$  10<sup>-12</sup> см<sup>2</sup>, в то время как Браун <sup>25</sup> определил, что это значение при 20° К составляет 1,4.10<sup>-14</sup> см<sup>2</sup>. То же самое подтвердили при изучении эффектов разогретых электронов Кёниг и др. <sup>22</sup> на Ge, легированном сурьмой (они нашли, что  $\sigma \sim 6 \cdot 10^{-12} cm^2$ при 4° К), хотя совсем недавние вычисления Аксерелли и Родригуса 26 дают лучшее численное согласие с измеренными значениями.

Отношение между сечением захвата и константой рекомбинации имеет вид  $B_T = \sigma V_T$ , где  $V_T$  — тепловая скорость:

$$V_T = \left(\frac{8kT}{\pi m^*}\right)^{1/2}.$$

Зная о или  $B_T$ , можно из (25) найти порядок величины  $\tau$ , пренебрегая членом ударной ионизации и принимая приемлемое значение концентрации компенсированных примесей  $N_A$ ;  $N_A$  имеет наименьшее значение в самом чистом из получаемых сейчас материалов. Оно может быть меньше  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> в самом чистом Ge, но наиболее часто встречающееся значение равно  $\sim 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. Наибольшее мыслимое значение будет определяться наиболее достижимой концентрацией основных примесей. Оно не будет много больше  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>, так как максимальная растворимость некоторых примесей не больше этого значения, и в любом случае при более высоких концентрациях взаимодействие между соседними примесями становится значительным. Следовательно, за верхний предел концентрации компенсирующих примесей принимаем значение  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

Измерения сечения захвата более глубоких уровней в Ge или Si показывают, что эти значения могут сильно отличаться от значений, найденных для водородоподобных примесей. Хотя точная теория еще не развита, имеется корреляция между размером сечения и зарядом примеси. Отдельные примеси могут иметь до трех единиц притягивающего заряда, быть нейтральными или иметь один отталкивающий заряд. Чем больше притягивающий заряд, тем больше сечение захвата. Данные, которые подтверждают это, пожалуй, неполны, но из результатов, представленных в табл. I, видна определенная последовательность. Использование этих результатов и значения  $N_A$  внутри предполагаемой допустимой области концентраций показывает, что т может меняться от значения больше 1 до  $10^{-12}$  сек. Эта широкая область изменения au оправдывает предположение, что т можно рассматривать при оценке параметров фотопроводника как независимо изменяющуюся величину. Более определенное значение времени релаксации выявляется из практического рассмотрения и будет обсуждаться в 3.1.5.

3.1.4. Ш у м. При рассмотрении чувствительности фотопроводящего детектора необходимо учитывать по крайней мере семь различных источников шума <sup>27, 28</sup>: 1) джонсоновский шум детектора, 2) низкочастотный, или контактный, шум детектора, 3) генерационно-рекомбинационный шум фотоионизации детектора, 4) флуктуации излучения фона, падающего на детектор, 5) флуктуации полезного излучения, поглощаемого детектором, 6) флуктуации эффективной температуры горячих электронов

#### Таблица I

Сечения захвата свободных носителей некоторыми примесными центрами

Примесь	Мате- риал	T. °K	Поперенное сечение, см <sup>2</sup>	Литература
	•	1		
Sh Sh	Ge	4	6.10-12	22
P	Si	- Â	$2.5 \cdot 10^{-12}$	97
Ац (0,05 эв, доцорный	Ge	97	3,8.10-18	98
уровень) Ац (акцепторный уро- вень выше валентлой	Ge	97	1,6.10-12	98
зоны на 0,16 эе) Cu (0,04 эе)	Ge	4	$6,9\cdot10^{-12}$	23
Gu (0,04 38)		20	1,0-10	

в детекторе на основе явления разогревания электронов, 7) шум усилителя, следующего за детектором. Из этих источников шума 2) и 7) вызываются сильными неисправностями в аппаратуре, но все другие имеют более глубокую природу. Это не означает, что все они равнозначны. Так как 4) и 5) не зависят от самого детектора, может быть создан совершенный детектор, в котором все другие источники шумов малы сравнительно с ними. Однако с этим критерием нужно обращаться осторожно. поскольку один из способов создать «совершенный» детектор состоял бы в засвечивании детектора таким большим уровнем флуктуации фона. что всеми другими достаточно существенными источниками можно было бы пренебречь. Излучение фона должно быть ограничено минимально допустимой величиной при наиболее неблагоприятно действующих условиях, которые позволяют детектору принять требуемый сигнал. У наилучших современных детекторов шум определяется главным образом 4), когда необходимы широкое поле зрения и широкая спектральная область (например, если требуется выделить присутствие одного источника черного тела на общем фоне); если же сигнал источника монохроматический, а угловые размеры малы, предел основного сигнала флуктуации будет превышен каким-либо другим источником шума. В этом разделе будут кратко обсуждены все семь механизмов шума и рассмотрены условия для достижения порогового значения чувствительности.

3.1.4.1. Джонсоновский шум. На сопротивлении r при температуре  $T^{\circ}$ К будет наблюдаться среднеквадратичное напряжение флуктуации  $\Delta V_I$ . Если аппаратура имеет полосу пропускания  $\Delta f$ , величина  $\Delta V_I$  будет равна

$$\Delta V_I = 2 \left( k T r \, \Delta f \right)^{1/2} = 7.43 \cdot 10^{-12} \left( T r \, \Delta f \right)^{1/2} \text{ вольт.}$$
(26)

Это напряжение не зависит от частоты в диапазоне от нуля до частоты порядка обратного значения электропного времени релаксации. Верхний предел частоты по (26), следовательно, около 10<sup>12</sup> гц, так что этим пределом можно обычно пренебречь.

3.1.4.2. Низкочастотный шум. Найдено, что сопротивление, составленное из проводников некоторых типов, может показать

малую флуктуацию. Когда же через него пропускается ток, на сопротивлении появляется среднеквадратичное напряжение шума, пропорциональное току, в добавление к джонсоновскому шуму. На самом деле имеется несколько источников шума этого рода, из них можно выделить четыре главных. Различие между всеми этими источниками шума определяется механизмом, вызывающим флуктуацию сопротивления.

Низкочастотным шум называется потому, что спектр шума меняется, как  $f^{-\alpha}$ , где  $\alpha$  обычно  $\sim 1$ , но может быть и больше. Это название, вероятно, охватывает более чем один механизм шума: данный тип шума связан с контактами между зернами угля в микрофоне, с составом угольных сопротивлений, с состоянием поверхности полупроводниковых нитей, а также с дислокациями в монокристаллах.

Природа механизма, вызывающего шум этого типа, не полностью понятна, но в фотосопротивлениях он может преобладать при частотах около 1 кгц или даже выше. Хотя изучение этого механизма имеет, следовательно, некоторую практическую важность, он не будет здесь рассмотрен подробно, поскольку излишне относить его к основным свойствам полупроводника. Будем пренебрегать этим источником шума, при тщательном изготовлении фотосопротивления его легко устранить.

3.1.4.3. Генерационно-рекомбинационный шум. Концентрация свободных носителей в полупроводнике сильно зависит от температуры. Средняя концентрация определяется равновесием между скоростями ионизации свободных носителей и их рекомбинацией в непроводящие состояния. Оба эти процесса имеют флуктуации, так что флуктуирует концентрация свободных носителей, а следовательно, и проводимость.

Для проводника, находящегося в термическом равновесии, может быть точно вычислена величина генерационно-рекомбинационного шума. Она выражается в виде

$$\Delta V_G = 2Ir \left[ \frac{\tau \,\Delta f}{N_{\partial \phi \phi} \left( 1 + \omega^2 \tau^2 \right)} \right]^{1/2},\tag{27}$$

где  $\Delta V_G$  — среднеквадратичное напряжение шума, I — ток и r — сопротивление образца,  $\Delta f$  — полоса пропускания усилителя,  $N_{\partial\phi\phi}$  — о бще е эффективное число носителей в образце. Отношение между  $N_{\partial\phi\phi}$  и полной концентрацией носителей тока обсуждается Ван-Флитом<sup>27</sup>. Здесь же будет рассмотрен только случай компенсированного примесного полупроводника при низкой температуре, когда концентрация носителей n мала по сравнению с концентрацией примесей; тогда

$$N_{abb} = N = vn, \tag{28}$$

где N — общее число носителей, v — объем образца. Этот результат несправедлив в области истощения, где шум много меньше, чем предсказывается (28). Когда возбуждаются собственные носители, снова становится важным генерационно-рекомбинационный шум. Значение его для этого случая приводится Ван-Флитом <sup>27</sup>.

В уравнении (27) т является временем жизни добавочных носителей, создаваемых флуктуацией. т может быть связано со скоростью генерации носителей G следующим образом:

$$N = G\tau, \tag{29}$$

так что для компенсированного примесного полупроводника (27) может быть записано как

$$\Delta V_G = 2Ir \left[ \frac{\tau \Delta f}{N \left( 1 + \omega^2 \tau^2 \right)} \right]^{1/2} = 2Ir \left[ \frac{\Delta f}{G \left( 1 + \omega^2 \tau^2 \right)} \right]^{1/2}.$$
 (30)

ī.

Выражения (27) и (30) включают флуктуации скоростей генерации и рекомбинации. Можно показать, что в полупроводнике при термическом равновесии вклады в флуктуацию от процессов генерации и рекомбинации одинаковы. Более того, там, где существен более чем один процесс генерации (например, имеются процессы генерации при колебаниях решетки — поглощение фононов, при поглощении фотонов излучения, находящегося в равновесии с полупроводником, при ударной ионизации примесей быстрыми электронами), принцип детального равновесия требует, чтобы флуктуации каждого геперационного процесса и соответствующего рекомбинационного процесса были равны. Следует помнить, что эти аргументы неприменимы к фотосопротивлению, получающему радиацию от источника, который не находится в термодинамическом равновесии с фотосопротивлением.

3.1.4.4. Флуктуации и излучения фона. Фотосопротивление при температуре  $T_0$  будет в нормальных условиях поглощать тепловую радиацию от окружающих тел, находящихся при температуре  $T = T_0$ . При этом возникнут флуктуации скорости прихода равновесных квантов, которые вызовут флуктуации скорости генерации фотоэлектронов. Следовательно, будет создаваться напряжение шума, которое очень похоже по своим характеристикам на генерационно-рекомбинационный шум, обсуждавшийся в п. 3.1.4.3.

Рассмотрим вначале процесс фотоионизации. Полагаем, что значение скорости возникновения фотонов в радиации фона равно I, что ее среднеквадратичный спектр флуктуации равен  $\Delta I$  и создает флуктуации N. Тогда по (3) соответствующая флуктуация числа свободных носителей равна

$$\Delta N = \tau \,\Delta I \left(1 + \omega^2 \tau^2\right)^{-1/2}.\tag{31}$$

Если энергия фотонов hv значительно больше тепловой энергии фона kT, то (см. приложение 11)

$$\Delta I = (2\eta I)^{1/2} (\Delta f)^{1/2}, \tag{32}$$

так что

$$\Delta N = \tau \left(2\eta I\right)^{1/2} \left(1 + \omega^2 \tau^2\right)^{-1/2} \left(\Delta f\right)^{1/2}.$$
(33)

Чтобы сравнить это с выражением для генерационно-рекомбинационного шума, выведенным в предыдущем параграфе, можем записать (30) в виде

$$\frac{\Delta V_G}{V} = \frac{\Delta N}{N} = 2 \left(\frac{\tau}{N}\right)^{1/2} (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1/2} (\Delta f)^{1/2},$$
  
$$\Delta N = 2\tau (G)^{1/2} (1 + \omega^2 \tau^2)^{-1/2} (\Delta f)^{1/2}.$$
 (34)

Сравнивая (3) и (34), видим, что  $\eta I$  и G оба равны скорости генерации носителей. (33) меньше, чем (34), в  $\sqrt{2}$ . Это происходит из-за того, что (34) принимает в расчет флуктуацию, связанную с рекомбинацией, а (33) не принимает. Вычислить ее для фотосопротивления более трудно, чем для полупроводника в термическом равновесии, но Ван-Флит<sup>27</sup> и Алкемеид <sup>29</sup> показали, что, хотя температуры излучения фона и фотосопротивления совершенно различны, флуктуация рекомбинации снова равна флуктуации генерации. Принимая это в расчет и записывая для среднего числа носителей

$$N = \eta I \tau, \tag{35}$$

получаем

$$\frac{\Delta V_I}{V} = \frac{\Delta N_I}{N} = \frac{2\tau}{\eta I \tau} \left[ \frac{\eta I \Delta f}{(1+\omega^2 \tau^2)} \right]^{1/2},$$

7 УФН, т. 90, вын 1

т. е.

$$\Delta V_I = 2Ir \left[ \frac{\Delta f}{\eta I \left( 1 + \omega^2 \tau^2 \right)} \right]^{1/2} \tag{36}$$

Таким образом, (36) совершенно аналогично (30) при замене G на  $\eta I$ . Если сравнимы термическое равновесное возбуждение и скорость генерации от излучения фона, можно комбинировать (30) и (36) и получить

$$\Delta V_{G+R} = 2Ir \left[ \frac{\Delta f}{(G+\eta I)(1+\omega^2\tau^2)} \right]^{1/2}.$$
(37)

Уравнения (36) или (37) действительны только тогда, когда удовлетворяется условие  $hv \gg kT$ . Если это не так, при вычислении  $\Delta N$  из (31) должно быть использовано более точное выражение для  $\Delta I$ , даваемое в приложении II. В то время как уравнение (36) применимо к детектору на основе фотосопротивления, в детекторе на основе фотоэлемента рекомбинация происходит не в области большого сопротивления, где излучение поглощается, а в области низкоомных контактов. Следовательно, в этом случае правую часть уравнения (36) нужно разделить на  $\sqrt{2}$ .

Чтобы вычислить флуктуацию фона для детектора на основе разогревания электронов, запишем соотношение между мощностью излучения и выходным сигналом в виде

$$V_s = RP, \tag{38}$$

где R — чувствительность (e/em), P — поглощаемая мощность. Если плотность фотонов с частотой v в интервале dv равна  $I_v dv$ , то

$$dP = \eta h v \, dv. \tag{39}$$

Поэтому, если на детектор падает излучение с частотами от  $v_1$  до  $v_2$ , то

$$P = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \eta h \nu I_{\nu} d\nu. \tag{40}$$

Подобным образом <sup>т</sup>вычисляется среднеквадратичная флуктуация  $\Delta P$ . Тогда соответствующее напряжение шума равно

$$\Delta V_P = R \,\Delta P. \tag{41}$$

Оценка уравнения (41) была проведена Патли <sup>30</sup>. Обсуждение его дано также в приложении II. Используя приблизительную формулу, можно вычислить точное значение шума, создаваемого радиацией фона, для детектора любого типа, работающего в любой области инфракрасного излучения.

3.1.4.5. Флуктуацией излучения фона можно пренебречь (например, при очень флуктуацией излучения фона можно пренебречь (например, при очень низкой температуре фона). Можно изготовить детектор с гармоническим источником и очень узкополосной чувствительностью по частоте. Примером таких детекторов являются квантовые счетчики бломбергенского типа<sup>31</sup>, магнитооптические резонансные детекторы <sup>32</sup> и широкополосные детекторы с узкополосными охлажденными фильтрами. Тогда флуктуация, ограничивающая чувствительность, будет флуктуацией самого сигнала. Она может быть вычислена так же, как флуктуация излучения фона.

Предельный случай детектора, способного продетектировать отдельный квант, был рассмотрен Джелинесом <sup>33,34</sup>. Он показал, что из-за флуктуации скорости эмиссии квантов высокую вероятность (больше

ī

99%) обнаружения слабого источника можно получить лишь в случае, когда необходимое время наблюдения обеспечивает регистрацию 4,6 кванта при их равномерном излучении.

3.1.4.6. Флуктуации температуры детектора. Электронный газ в детекторе, использующем эффект горячих электронов, не находится в тепловом равновесии с кристаллом, но имеет эффективную температуру  $T_e > T_L$  ( $T_L$  — температура решетки). Это различие в температуре определяется равновесием между скоростью, с которой электронам сообщается энергия от источника постоянного тока и поглощенной радиации, и скоростью, с которой электроны передают ее решетке. Когда на детектор поступает сигнал, это вызывает изменение эффективной температуры, которое в свою очередь вызывает изменение проводимости. Следовательно, флуктуации эффективной температуры, вызвапные флуктуациями скорости передачи энергии от электронов решетке, будут создавать флуктуации проводимости; это и явится источником шума. Грубо говоря, он подобен рекомбинационному шуму фотоионизационного детектора.

Взаимодействие между электронами и решеткой может быть выражено в виде эффективной теплопроводности  $\tilde{G}$ . Тогда температурная флуктуация электронного газа дается (35):

$$\Delta T = \left(4kT^2 \cdot \frac{\Delta f}{\tilde{G}}\right)^{1/2}.$$
(42)

Это соответствует мощности

$$\Delta P = \tilde{G} \Delta T = 2T \left( k \tilde{G} \ \Delta f \right)^{1/2},\tag{43}$$

так что, используя (41), можно записать соответствующее напряжение флуктуации:

$$\Delta V_T = 2T \left( k \widetilde{G} B \right)^{1/2} R. \tag{44}$$

Требуется вычислить это значение  $\tilde{G}$ . Оно может быть вычислено из вольт-амперных характеристик детектора (30). Приблизительное выражение для  $\tilde{G}$  таково:

$$\tilde{G} = \frac{3}{2} \frac{\sigma}{\beta T_L} v, \tag{45}$$

где v — объем образца, а β — параметр, используемый (см. гл. 4) для описания отклонения сопротивления детектора от закона Ома.

3.1.4.7. Шум усилителя. Когда рассматривают пороговую чувствительность фотодетектора, обычно полагают, что шумом следующего за детектором усилителя можно пренебречь. На самом деле во многих случаях именно усилитель является основным источником шума. Особенно же это справедливо, когда усилитель работает при комнатной температуре, а детектор — при температуре жидкого гелия. Следовательно, при рассмотрении реальной оценки чувствительности детектора следует оценивать токовую характеристику низкошумящего усилителя.

Удобно представить характеристику шума усилителя джонсоновским шумом, создаваемым эквивалентным сопротивлением входной цепи. В лучших усилителях, которые имеются на сегодня, это сопротивление равно около 100 ом при комнатной температуре. Эти усилители используют лампы с большой крутизной характеристики, из которых приемлемы лампы нескольких типов. В их числе STC3A/167M, Phillips-7090 и керамический триод 7588 G. E. («Дженерал электрик»). Характеристики этих ламп лучше характеристик соответствующих транзисторов, однако полевые транзисторы в ближайшем будущем могут заменить их. Главное неудобство ламп этого типа в том, что они имеют микрофонный эффект, а их входная мощность стремится к большому значению, создавая трудности в проектировании широкополосных усилителей.

Желательно сделать шум усилителя заметно меньше джонсоновского шума детектора. Так как шумовое сопротивление 100 ом при 300° К эквивалентно  $100 \cdot \frac{300}{400} = 7500$  ом при 4° К, это может быть достигнуто при сопротивлении детектора много больше 10 000 ом. Хогя фактически некоторые типы детекторов могут иметь сопротивление в  $10^6$  ом, такое значение нежелательно, во-первых, из-за того, что при этом трудно добиться малого времени релаксации; во-вторых, когда радиационный шум мал, шум детектора будет преобладающим.

Возможным решением явилось бы создание усилителя, который бы мог работать при температуре жидкого гелия. Можно указать на некоторые возможности такого решения. Для подобных низкоомных детекторов, какими являются сверхпроводящие болометры <sup>36</sup> и некоторые типы детекторов из InSb на основе разогрева электронов <sup>37, 38</sup>, можно получить полезное улучшение при использовании повышающих трансформаторов, охлажденных до температуры жидкого гелия. Использование регулируемого узкополосного трансформатора может существенно повысить чувствительность, однако это устройство нельзя использовать, когда требуются времена релаксации меньше 1 мсек. Поскольку проектирование охлаждаемых широкополосных трансформаторов <sup>39</sup> с целью усиления, вероятно, испрактично, это ограничивает их использование.

Некоторые элементы можно использовать при сборке усилителя, работающего при 4° К: туннельные диоды 40, криотроны 41, варисторы 42; также пригодны специальные диэлектрические триоды 43 и полевые транзисторы 44. Шум туннельных диодов подобен дробовому шуму и не уменьшается при охлаждении. Криотронные усилители требуют источника напряжения сопротивлением меньше 1 ом. По-видимому, ни один из известных источников неблагоприятен для этой цели. Микроволновые параметрические усилители с диодами из GaAs работают при 4° К и имеют чувствительность, сравнимую с чувствительностью мазера 42. Спроектированы низкочастотные параметрические усилители, используемые при комнатной температуре 45. Следовательно, возможно изготовить охлаждаемый усилитель такого типа на фотосопротивлениях. В настоящее время мало сведений, чтобы решить, будут ли современные полевые транзисторы удовлетворительно действовать при температуре ниже комнатной; однако сведения об их характеристиках при комнатной температуре ободряющи 44.

3.1.4.8. Детектируемость идеального детектора. Предположим, что имеется шум только от излучения фона. Пусть идеальный фотоионизационный детектор чувствителен к излучению всех длин волн короче порога чувствительности. Тогда поток фотонов от источника, создающий сигнал на выходе, равный сигналу от шума, имеет величину S:

$$\eta S = \sqrt{2} \Delta I \tag{46}$$

( $\sqrt{2}$  появляется при учете рекомбинационного шума). Мощность у пороговой длины волны  $\lambda_0$  равна  $hcS/\lambda_0$ ; мощность, эквивалентная шуму (noise-equivalent power), равна

$$NEP = \frac{hc}{\lambda_0} \frac{\sqrt{2} \Delta I}{\eta} \,. \tag{47}$$

Удобно ввести детектируемость *D*, которую определяют как величину, обратную мощности, эквивалентной шуму. Тогда

$$D = \frac{h^{1/2}}{2(2\pi)^{1/2}k^{3/2}} \eta^{1/2} A^{-1/2} T^{-3/2} \lambda \left(x^2 + 2x + 2\right)^{-1/2} e^{x/2}, \tag{48}$$

где  $x = hc/k\lambda T$ . Это выражение предполагает поле зрения  $2\pi$  и ширину полосы пропускания усилителя 1 гц. Это имеет место при условии  $x \gg 1$ , которое для  $T = 300^{\circ}$  К удовлетворяется при  $\lambda \sim 10$  µ. Вывод (48) рассматривается в приложении 11.

Если условие  $x \gg 1$  не выполняется, при вычислении  $\Delta I$  необходимо использовать полное выражение излучения фона. Выражение для D тогда определяется (30):

$$\frac{h^{1/2}}{2(2\pi)^{1/2}k^{3/2}} \eta^{1/2} A^{-1/2} T^{-3/2} \lambda \left[ I_2(\infty) - I_2(x) \right]^{-1/2}, \tag{49}$$

где

 $I_n(x) = \int_0^{\infty} \frac{x^n e^x}{(e^x - 1)^2} \, dx,$ 

и протабулировано Роджером и Пауэллом <sup>46</sup>.

Когда A = 1, D называется у д е л ь н о й детектируемостью  $D^*$ , и. подставляя численные значения, получаем

$$D^* = 10^{17} \eta^{1/2} T^{-3/2} \lambda \left( x^2 + 2x + 2 \right)^{-1/2} e^{x/2}, \tag{50}$$

или

$$D^* = 10^{17} \eta^{1/2} T^{-3/2} \lambda \left[ 3,290 - I_2 \left( \frac{1,44}{\lambda T} \right) \right]^{-1/2} em.$$
 (51)

При проведении подобных вычислений для детектора на основе явления горячих электронов должны быть использованы скорее флуктуации энергии фотонов, чем их числа. Детектор этого типа не имеет четко выраженного порога, но его спектральную область можно разбить на участки с помощью охлаждаемых фильтров, помещаемых перед детектором. Если также положить, что его поле зрения ограничивается определенным телесным углом а, составляющим угол в с нормалью к поверхности детектора, выражение для D будет иметь вид

$$D = ch^{3} {}^{2}\eta^{1/2} \left[ 4 \left( kT \right)^{5} \alpha \cos \theta A \Delta f \right]^{-1/2} \left[ I_{4} \left( x_{4} \right) - I_{4} \left( x_{2} \right) \right]^{-1/2} = = 3,61 \cdot 10^{17} \eta^{1/2} T^{-5/2} \left\{ \alpha \cos \theta A \Delta f \left[ I_{4} \left( x_{4} \right) - I_{4} \left( x_{2} \right) \right] \right\}^{-1/2},$$
(52)

а для фотоионизационного детектора при подобных условиях, принимая в расчет рекомбинационный шум,

$$D = 1,77 \cdot 10^{17} \eta^{1/2} \lambda T^{-3/2} \left\{ \alpha \cos \theta \, A \, \Delta f \left[ I_2 \left( x_1 \right) - I_2 \left( x_2 \right) \right] \right\}^{-1/2}. \tag{53}$$

В этих выражениях полагают, что детектор поглощает долю  $\eta$  от всей радиации между частотами  $v_1$ и  $v_2$ и будет нечувствителен к другим частям спектра.

Детектируемость узкополосного детектора, каким, например, является квантовый счетчик или детектор на основе циклотронного резонанса, можно оценить из уравнений (52) или (53), полагая  $x_2 = x_1 + \delta x$ . Тогда при использовании уравнения (52)

$$D = \lambda^{3} \eta^{1/2} \left[ 4h^{2} c^{3} a \cos \theta \, A \Delta \, F e^{x} \left( e^{x} - 1 \right)^{-2} d\lambda \right]^{-1/2}.$$
(54)

При больших длинах волн, где справедливо приближение Рэлея — Джинса, можно записать  $e^x = 1 + x$ , так что (54) упрощается до

$$D = \lambda^2 \eta^{1/2} \left[ 4 \, (kT)^2 \, c \alpha \cos \theta \, A \, \Delta \, f \, d\lambda \right]^{-1/2}. \tag{55}$$

Чтобы вычислить кривую  $D^*$  на рис. 16. где показана детектируемость идеального детектора, состоящего из фотосопротивления, облучаемого радиацией фона при 300° К с полем зрения 2л, были использованы уравнения (50) и (51). Из уравнений (54) и (55) видно, что в далекой инфракрасной области детектируемость узкополосного детектора, принимающего сигнал от узкополосного источника, будет увеличена приблизительно в  $(\lambda/d\lambda)^{1/2}$  раз по сравнению с детектируемостью широкополосного детектора. Хорошо подобранный широкополосный детектор имеет преимущество по сравнению с узкополосным детектором при наблюдении излучения от источника черного тела в зависимости от поля зрения при различных температурах. Если для получения уравнения (54) использовать уравнение (53), результат будет отличаться на множитель  $\sqrt{2}$ , связанный с флуктуациями рекомбинационного процесса. Кроме этого фактора, детектируемость идеального узкополосного детектора не зависит от механизма действия детектора: она должна определяться только радиацией фона или сигнала.

3.1.5. Выбор параметров для фотоионизационного детектора. Теперь можно рассмотреть те уравнения, которые определяют характеристики фотопроводимости примесного детектора, чтобы выбрать наилучшие параметры.

Чувствительность имеет вид (см. уравнение (9))

$$\frac{dV}{dQ} = \frac{V\eta\tau}{Nh\nu}$$

Радиационный шум в полосе пропускания 1 ги для приближения коротких длин волн равен (см. уравнение (36))

$$\Delta V_Q = 2V \left[\eta I\right]^{-1/2},\tag{56}$$

и детектируемость

$$D = \frac{1}{2h\nu} \left[ \frac{\eta}{I} \right]^{1/2} \tag{57}$$

находится из уравнений (32) и (47), где также

$$N = \eta I \tau. \tag{58}$$

Когда радиационный шум преобладает, он должен быть больше также и джонсоновского шума  $\Delta V_I$ :

$$\Delta V_{I} = 2 \left( kTr \right)^{1/2}, \tag{26}$$

где

$$r = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{A} = \frac{1}{ne\mu} \frac{l}{A} = \frac{l^2}{Ne\mu};$$
  
$$\Delta V_I = 2 \left(\frac{kTl^2}{Ne\mu}\right)^{1/2} = 2l \left(\frac{kT}{\eta I \tau e \mu}\right)^{1/2},$$
 (59)

и если  $\Delta V_Q > \Delta V_I$ , то

$$E\left(\frac{\tau e\mu}{kT}\right)^{1/2} > 1, \tag{60}$$

где E = V/l — электрическое поле, приложенное к детектору. Полагаем, что т определяется конкретным применением; тогда из выражения (60) видно, что  $E (\mu/T)^{1/2}$  должно быть по возможности большим. Зная зависимость  $\mu$  от T, можно найти оптимальную температуру, но, если выбор температуры ограничивается практическими возможностями, желательно, чтобы E и  $\mu$  были настолько большими, насколько возможно. В выборе параметров имеется другое ограничение. Уравнение (9) показывает, что при большом сопротивлении, которое желательно иметь, N должно быть по возможности малым. Но минимальное значение N ограничивается условием, что диэлектрическое время релаксации  $\tau_D$  не должно быть больше  $\tau$ . Принимая

$$\tau \geqslant \tau_D = \frac{K_Q}{4\pi} = \frac{K}{4\pi} \frac{1}{ne\mu} , \qquad (61)$$

$$N = nV \gg Kv \ (4\pi\tau e\mu)^{-1}.\tag{62}$$

Здесь K — диэлектрическая постоянная, а v — объем образца. Уравнения (56) — (58) предполагают, что чувствительность определяется уровнем радиации фона, поглощаемой детектором. Чтобы вычислить оптимальное значение ее, необходимо использовать уравнение (58). Подстановка в (62) дает

$$I = \frac{N}{\eta \tau} \gg K v \left(4\pi \eta \tau^2 e \mu\right)^{-1}; \tag{63}$$

аналогично

$$\frac{dV}{dQ} \leqslant 4\pi V \eta \tau^2 e \mu (h \nu K v)^{-1}, \tag{64}$$

$$D \leqslant \left(\frac{\eta \tau}{h\nu}\right) \left(\frac{\pi e \mu}{K \nu}\right)^{1/2}, \qquad (65)$$

$$\Delta V_{\rm G} < 4V \tau \left(\frac{\pi e \mu}{K v}\right)^{1/2}.$$
(66)

Эти выражения показывают, что, если т задано, необходимо брать  $\mu$ ,  $\eta$  и V по возможности большими, а K и v должны быть малыми. Чтобы получить численную оценку, положим K = 15,  $v = 10^{-2}$  см<sup>3</sup>,  $\mu =$   $= 10^4$  см<sup>2</sup> e<sup>-1</sup> сек<sup>-1</sup>, V = 10 e,  $\eta = 1$  и выберем  $\tau = 10^{-8}$  сек, а  $\lambda = 10$   $\mu$ . Тогда оптимальные значения для параметров детектора равны: N =  $= 8,5 \cdot 10^8$ ,  $I = 8,5 \cdot 10^{16}$  сек<sup>-1</sup>,  $dV/dQ = 6,2 \cdot 10^3$  в/вт,  $D = 8,8 \cdot 10^{10}$  вт<sup>-1</sup> и  $\Delta V_Q = 7 \cdot 10^{-5}$  в. При этом полагали, что I — скорость генерации, обусловленная радиацией фона; она также может быть скоростью генерации из-за термического возбуждения в кристалле. В последнем случае Iкритически зависит от температуры и концентрации примесей. Следовательно, если не требуется чрезвычайно высокой скорости генерации, использование оптического возбуждения дает больше свободы выбора при управлении другими параметрами.

Ограничение, выраженное уравнением (63), можно рассматривать как ограничение, указывающее пределы усилителя, следующего за детектором.

При некоторых обстоятельствах уравнение (63) может являться слишком строгим ограничением, так как оно не является фундаментальным ограничением, но во многих практических случаях можно показать, что оно слишком оптимистично.

3.2. Описание типов детекторов. Из табл. II видно, что в Ge и Si имеется значительное число примесей с энергией ионизации менее 0,12 *эв*; они, следовательно, должны вызвать фотопроводимость за 10 µ. По крайней мере десять из них пригодны для практического использования.

3.2.1. Примеси III и V групп в кремнии. Некоторые из первых наблюдений примесной фотопроводимости были сделаны на кремнии с примесями III и V групп. Эти примеси легче всего ввести в Si и Ge, и опи пе требуют контролируемой компенсации для получения

Таблица II

При-	Донор или	Энерг	чя, эв	При- Донор или	Эпергия, эв		
месь	акцептор	Si	Ge	месь	акцептор	Si	Ge
P As Sb Bi	D D D D	$0,044 \\ 0,049 \\ 0,039 \\ 0,069$	$0,0120 \\ 0,0127 \\ 0,0097$	B As Ga In	A A A A	$0,045 \\ 0,057 \\ 0,065 \\ 0,16$	$\begin{array}{c} 0,0104\\ 0,0102\\ 0,0108\\ 0,0112 \end{array}$

а) Примеси III и V групп в Si и Ge

б) Глубокие примеси в Се (энергии измеряются от границ зон)



в) Глубокие примеси в Si (энергии измеряются от границ зон, *D*-доноры, *A*-акцепторы)

0,53 <i>D</i>	0,55 <i>D</i>		0,55	0,54 <i>A</i>	0,19D 0,39D	↓ <i>эв</i> Середина
	0,40D	0,41 <i>A</i>				зоны
	0,24 <i>D</i>	0,24D	0,31 <i>A</i> 0,13 0,04	0,35 <i>D</i>		<i>, ∂6</i>
Mn	Fe	Cu	Zn	Au	S	

желаемого уровня ионизации. Их энергии ионизации в Si соответствуют длинам волн около 10  $\mu$ , а в Ge около 100  $\mu$ . Когда это исследование только начинало развиваться, инфракрасная техника для больших длин волн еще не стояла на высоком уровне. Поэтому из различных групп примесей примеси III и V групп были первыми, которые изучались в Si, а в последнее время они изучаются и в Ge.

Фотопроводимость В, In с примесями V группы исследовалась Берстейном и др.<sup>13</sup>. Подобные исследования были проведены Роллином и Симонсом<sup>17</sup>. In в Si был изучен

Ньюменом <sup>48</sup> и Блекмором <sup>49</sup>.

Неплохие эффекты фотопроводимости наблюдались в области температур между 4 и 90° К. Эти детекторы были вскоре заменены германием, легированным Zn, Au или Cu, вероятно, из-за того, что тогда приготовление Si хорошего качества, с высоким контролированием примесей было много более трудным дслом, чем получение Ge, легированного примесями с более глубокими уровнями.

3.2.2.Цинк, кадмий и ртуть в германии. Эти примеси являются акцепторными и могут существовать в двух состояниях ионизации. Если кристалл, содержащий только одну из этих примесей, охлаждать до низкой температуры, электроны будут оставлять валентную зону и притягиваться к примесным центрам. При условии, примесная концентрация что пе слишком велика, будет достигаться температура, при которой все примеси захватят по одному электрону. Вплоть до этой точки энергия, необходимая для того, чтобы связать каждый электрон, является энергией низшего примесного уровня. В этой точке температура была бы, веро-



Рис. 2. Коэффициент Холла в зависимости от температуры для Ge, легированного Zn.

A — некомпенсированный образец; B содержит As ( $N_{\rm As} < N_{\rm Zn}$ ); нижний уровень-Zn; образцы C и D, у которых  $N_{\rm Zn} < N_{\rm As} < 2 \, N_{\rm Zn}$ ; уровень 0,09 эв (по 17).

ятно, достаточно высока, чтобы появились собственные дырки и электроны. Таким образом, в этой простой системе область, в которой преобладал бы более высокий уровень, будет ограничена. Метод, используемый для чтобы определенно проявилось действие того, верхнего уровня, заключается во введении концентрации примесей V группы  $N_V$  таких, как Sb или As, чтобы  $N_{\rm II} < N_V < 2N_{\rm II}$ , где  $N_{\rm II}$ концентрация примесей II группы. Электроны примесей V группы будут запимать все нижние уровни примесей 11 группы, и возбуждение на верхний уровень будет наблюдаться при более низких температурах. Теперь можно наблюдать фотопроводимость, соответствующую верхнему уровню. Так как на практике невозможно приготовлять Ge без некоторого количества примесей III группы, желательно ввести малое количество примесей V группы, чтобы пейтрализовать примеси 111 группы, что дало бы возможность ясно увидеть даже более мелкие уровни II группы. Это показано на рис. 2, где видны данные по эффекту Холла на образце Ge,

содержащем Zn или As. Тот факт, что верхние уровни представляют состояния, в которых примеси II группы двухзарядны, подтверждают измерения температурных зависимостей подвижности при температурах, где примесное рассеяние является преобладающим <sup>50</sup>.

Длинноволновые пороги, соответствующие нижним уровням этих примесей, соответственно равны 39, 24 и 14,3 µ для Zn, Cd и Hg, в то время как соответствующие значения для верхних уровней — 14,8; 7,8 и 5,4 µ.

На практике цинк оказался одной из первых примесей, которая использовалась в детекторе. Его растворимость относительно высока  $(2,5\cdot10^{18}\ cm^{-3})$ , так что не составляет труда ввести оптимальное количество его для изучения фотопроводимости. Недавно Берстейн, Якобс и Пикус <sup>15</sup> описали детектор с примесью цинка (ZIP). Использованный материал содержал  $8\cdot10^{15}$  атомов Zn в  $cm^{-3}$ . Размеры типичного элемента были  $1 \times 6 \times 2$  мм<sup>3</sup>. Найдено, что поглощение на пути 2 мм равно около 0,6 для длин волн больше чем  $18 \ \mu$  и меняется от 0,45 до 0,56 внутриатмосферного окна  $8-13 \ \mu$ . При таком большом поглощении не нужно помещать элемент внутри интегрирующей полости, как это необходимо делать для других примесей. Характеристика этого детектора приведена на рис. 3, который показывает: а) удельную детектируемость  $D^*$  как функцию длины волны \*); б) сигнал, шум и сопротивление в функции приложенного напряжения. Эти результаты показывают, что полезная характеристика детектора простирается до 40  $\mu$ .

Оптимально действующее напряжение будет чуть ниже значения, при котором будет происходить лавинная ионизация, и результаты показывают, что даже ниже этого значения зависимость сопротивления от приложенного напряжения велика <sup>58</sup>. В этом детекторе постоянная времени меньше 10<sup>-8</sup> сек, но на практике скорость действия ограничивается не этим, а постоянной времени RC входной цепи, которая определяется ее большим сопротивлением.

Детектор ZIP работает при 4° К. Для некоторых применений это неудобно, но является необходимым из-за малого значения (0,03  $\mathfrak{s}\mathfrak{s}$ ) энергетического уровня. В тех случаях, когда используется «атмосферное» окно 8—13 µ, длинноволновая чувствительность невыгодна, так как она только вносит в систему избыточный излучательный шум. Следовательно, чтобы улучшить характеристику и сделать возможно более высокой температуру, при которой работает прибор, необходимо рассмотреть более глубокие примеси.

Одну из таких возможностей дает компенсация нижнего (Zn) уровня As или Sb. Верхний уровень лежит при 0,09 эс, что соответствует длине волны 13,8  $\mu$ , благоприятной для нашей цели, а фактически фотопроводимость будет наблюдаться до 15  $\mu$  <sup>51, 52</sup>. Вероятно, из-за трудности иолучения точной компенсации эта система не развивается достаточно интенсивно (см. также раздел 3.2.7).

Другую возможность дает Cd. Нижний уровень энергии его наблюдается около 0,052 эв (24 µ), поэтому достаточно охлаждения до 25° К. Растворимость Cd почти так же велика, как и Zn, но чувствительность

$$D^* = D(A)^{1/2},$$

<sup>\*)</sup> *D*\* — детектируемость (см. уравнение (50)) для полосы пропускания в 1 ги и при единице площади детектора; можно записать:

где A — рабочая зона детектора. D\* вообще используется, чтобы выразить характеристику детекторов, но иногда ведет к ошибочным результатам, когда имеют место эффекты многократного отражения между детектором и его окружением. Когда детектор вмонтирован в интегрирующей полости, его эффективная илощадь равна площади апертуры полости, а не самого детектирующего элемента. В этом случае использование D\* ошибочно.

I

простирается до еще более длинных волн <sup>17,53</sup>. На рис. 4 приводится кривая спектральной чувствительности, имеющая пик  $D^*$ , равный примерно  $2 \cdot 10^{10}$  при длине волны около 15 µ.



Рис. 3. а) Детектируемость детектора из Ge, легированного Zn (ZIP). б) Сигнал, шум и сопротивление в зависимости от напряжения.

Нижний уровень Hg (0,087 *эв*, 14,3 µ) дает одну из лучших характеристик для окна 8—13 µ. Hg не так просто вводить в Ge. Наибольшая достижимая концентрация его равна  $5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

При наибольшей энергии ионизации сечение поглощения, как ожидается, будет меньше сечения Zn, так что иногда с этим материалом используется интегрирующая полость. Рис. 4 показывает спектральную чувствительность с пиковой детектируемостью 3.10<sup>10</sup> при 12 µ, полученную Борелло и Левинштейном <sup>54</sup>, которые также получили фотопроводимость от верхнего уровня. Рабочая температура для 12-микронного детектора составляет 35° К. Боуд и Грэхэм <sup>55</sup> сравнили характеристику этого детектора с характеристикой детектора с примесью Сu. Их заключение будет обсуждаться в разделе 3.2.3. Сообщается, что постоянная времени меньше чем 10<sup>-7</sup> сек.

3.2.3. Медь в германии. Медь является одной из наиболее изученных примесей в Ge. Она действует как акцептор с тремя уровнями ионизации. Первые два уровня располагаются на 0,04 и 0,33 эв выше валентной зоны, в то время как третий — на 0,26 эв ниже зоны проводимости. Третий уровень может наблюдаться при добавке достаточного



Рис. 4. Детектируемость некоторых детекторов на основе легированного Ge <sup>53</sup> (по <sup>54</sup>).

Элемент монтируется в окружении агента при 4° К, но засвечивается радиацией от черного тела, температура которого может меняться от 90 до 380° К. Типичные результаты показаны на рис. 6. Они показывают, что эффект роста температуры источника подобен эффекту подъема температуры элемента. Ток для данного напряжения ниже точки перегиба увеличивается с ростом радиации фона: напряжение является другим примером эквивалентности термического и оптического возбуждений.

Детекторы, легированные Cu, имеют порог около 30  $\mu$  (рис. 4) и пиковое значение  $D^*$  при 26  $\mu$  около 6  $\cdot 10^{10}$  <sup>55, 57</sup>, когда элемент находится при температуре 4° K, или около 3  $\cdot 10^{10}$ , когда рабочая температура равна 15° K <sup>53</sup>. Элемент может также работать при 20° K <sup>25</sup>. Боуд и Грэхэм <sup>55</sup> недавно сравнили детекторы с Cu и Hg. Их результаты показывают, что характеристики обоих детекторов в области 8—13  $\mu$  очень схожи. Детектор, легированный Cu, изготовить легче, но он требует более низкой рабочей температуры. Детекторы из Hg, описанные в этой статье, имеют более высокое сопротивление, чем детекторы с Cu, и оно увеличивается с увеличением напряжения, но вольт-амперная кривая приводит перед пробоем к эффекту отрицательного сопротивления. Эта особенность делает более трудным установление правильного напряже-

компенсирующих числа примесей, поэтому два нижних уровня заполнены целиком, а верхний уровень заполнен электронами частично. Электроны могут тогда возбуждаться из верхнего уровня в зону проводимости. To. чтo. верхний уровень является акцепторным, объясняется измерениями подвижности, из которых находится его заряд 56. Растворимость равна 3,5.10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup>, и Си легко ввести диффузией.

Изучение Ge, легированного Cu<sup>23,58,59</sup>, даломного сведений, использованных в разделе 3.1, для описания примесных фотоионизационных процессов. Особенно интересна работа Пикуса о связи между вольт-амперной характеристикой и излучением фона. На рис. 5 приведена схема установки. ния; более высокое сопротивление делает такие детекторы менее благоприятными для таких применений, где требуется частоты ~1 Мгц.

Постоянная времени рекомбинации для обоих детекторов  $\sim 10^{-7}$  сек, но динамическое сопротивление детектора с Си можно уменьшить до 30 ком, засвечивая его достаточным количеством радиации фона, достигая в то же время  $D^* > 10^{10}$ . Следовательно, оказывается, что там, где требуется большая частота срабатывания,

треоуется облышая частота срабатывания, детектор с Си предпочтительнее. Возможпо, требуется изменить это заключение в свете недавних исследований, так как Боуд и Грэхэм (частное сообщение) теперь приготовили детекторы с Hg с сопротивлениями такими же малыми, как и детекторы с Cu.

легиро-3.2.4.Германий, золотом. Золото может ванный находиться в четырех состояниях ионизации, которые обычно могут быть представлены четырьмя уровнями в запретной зоне. Нижний уровень расположен на 0,05 эв выше валентной зоны, по является допорным 60. Другие три являются акцепторными. Первый из них находится на 0,16 эв выше валентной зоны, в то время как два других ниже вершины зоны проводимости на 0,20 и 0,05 эв соответственно. В образцах, не содержащих других примесей, кроме золота, поведение при низких температурах будет определяться созданием дырок в валентной зоне как результат захватов электронов на уровень 0,16 эв. Если присутствуют некоторые примеси III группы, донорный уровень 0,05 эв будет ионизироваться, так как электроны падают на уровни III группы. Если концентрация примесей III группы меньше, чем концентрация Au, дырки возникнут после захвата электронов из валентной зоны на пустые донорные уровни. Присутствие двух верхних акцепторных уровней обнаруживается введением примесей V





группы. Электроны с этих примесей будут заполнять последовательно акцепторные уровни, позволяя электропам возбуждаться с верхних акцепторных уровней в зону проводимости.

Фотопереходы могут происходить со всех четырех уровней <sup>17, 90</sup>. На рис. 7 приведен пример относительной спектральной чувствительности для четырех уровней. Наибольшее распространение получил уровень 0,15 эв. Он имеет порог фотопроводимости при 9  $\mu$  и не совсем подходит для данного обозрепия. Этот детектор требует охлаждения ниже 60° K, прежде чем он достигнет предела фона. Он при этом имеет пик D\* около 3 · 10<sup>10</sup> при 5  $\mu$ . Время релаксации для этого детектора обыкновенно находится между 10<sup>-6</sup> и 10<sup>-8</sup> сек. На рис. 4 показана детектируемость для этого и второго акценторного уровня (0,20 эв ниже зоны проводимости).

Одним из недостатков Аи является его относительно низкая растворимость в Ge. Хотя некоторые авторы приводят такое большое значение. как 2·10<sup>+16</sup> см<sup>-3</sup> <sup>61, 67</sup>, другие дают значение около 3·10<sup>+15</sup> см<sup>-3</sup> <sup>18</sup>. Следствием этого является коэффициент поглощения около 0,1 см<sup>-1</sup>, и поэтому, чтобы повысить эффективное поглощение, обычно используется интегрирующая полость.

Фотопроводимость донорного уровня 0,05 *ж* недавно изучали Шульц, Харти и Роули <sup>62</sup>. Они показали, что обычно эффективное время релаксации детектора на основе легированного Ge ограничивается не постоянной времени RC-цепочки, а временем жизни. Для применений, где требуется только среднее время ответа, детектор является неэффективным, так как



Рис. 6. Зависимость тока от напряжения для образца Ge, легированного Cu, в функции температуры излучения фона (по <sup>23</sup>).

(см. уравнения (9), (61)) при увеличении времени рекомбинации чувствительность детектора увеличивается. Во всех рассмотренных системах пока что свободные носители рекомбинируют с притягивающими центрами. В случаях, где используется донорный уровень 0.05 эв. рекомбинационный процесс заключается в удалении электрона с нейтрального атома и в передаче его в валентную зону. Сечение этого процесса будет много меньше, чем для обычных процессов, поэтому, так как примесные концентрации примерно одинаковы, постоянная времени рекомбинации будет больше (см. уравнение (25)).

Чтобы освободить донорный уровень Au от электронов, в систему был введен Ga. Как только на Ge попадает радиация, она «поднимает» электроны обратно на атомы Au, и некоторые из центров Ga будут освобождаться. Поэтому при 4° К ход процесса достаточно сложный. Повышая температуру до 15° К, термически ионизируем уровни Ga, и фотопроводимость в области 15-20 µ увеличивается заметно. Пред-

варительные результаты, полученные с этой системой, выглядят перспективными, но необходимо дальнейшее изучение для оценки ее возможностей.

3.2.5. К обальт в германии. Кобальт имеет три состояния ионизации, и, так же как в случае Аu, нижнее состояние (0,09 эв над валентной зоной) является донорным <sup>63</sup>. Это также изучали Шульц и др. <sup>62</sup>. Если компенсировать образец Ga, можно найти порог фотопроводимости около 15 µ при температуре 50° К. Если охладить образец до 5,5° К, чувствительность расширяется до много больших длин волн благодаря Ga. Как и в случае донорной системы Au, здесь требуются дальнейшие исследования.

3.2.6. Германий, легированный примесями III и V групп. Эти примеси имеют только одну энергию ионизации, которая лежит около 0,01 эв, так что можно наблюдать фотопроводимость далее 100 µ.

Фрэй и Оливер <sup>64</sup> изучали Sb, но, вероятно, из-за отсутствия достаточного контроля над основными и неосновными примесями сопротивление их образцов было слишком большим. Позднее Шенкер и Мур <sup>65, 66</sup>, а также Портис и Кимитт (частное сообщение) изучали Ge, легированный In и B. Наибольшая чувствительность была получена при использовании примесей, которые имеют наибольшее время рекомбинации. Из уравнения (25) видно, что требуется наименьшая концентрация компенсирующей примеси, и, следовательно, основная примесь, которая подлежит выбору, должна быть такой примесью, какая может быть введена с наименьшим количеством случайного загрязнения, а такой примесью является бор; В является акцептором и имеет то преимущество, что у него коэффициент рекомбинации пропорционален скорости носителей, которая при данной энергии будет меньше

для более тяжелых дырок.

Неомические эффекты очень заметны в образцах, содержащих примеси III и V групп. Уаллис и Шенкер 66 указывают, что степень компенсации определяется измепением электрического поля, при котором наступает пробой. Для самых чистых образцов обычно находят значения 4 в/см, в то время как в сильно компенсированных образцах оно может возрастать до 20 в/см. В детекторах, полученных RRE\* (Королевский институт радиолокации), это значение было равно 10 в/см. В недавно полученном материале Шенкер и Мур нашли его равным 3,3 в/см.

Установлено, что оптимальная примесная концентрация равна  $\sim 10^{15} \ cm^{-3}$ . Когда концентрация увеличивается выше  $10^{16} \ cm^{-3}$ , эффект фотопроводимости падает, но Лоу<sup>67</sup> нашел, что, когда концен-



Рис. 7. Фотопроводимость для состояний ионизации Au в Ge (по <sup>17</sup>).

трация повышается до 10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>, наблюдается болометрический эффект не только при коротких длинах волн, но и в миллиметровой области за порогом фотопроводимости. Этот эффект наблюдался как с примесями Ga, так и с In <sup>68</sup>. Его более справедливо отнести к фотопроводимости на свободных электронах, чем к фотоионизации.

Для детектора с примесью В  $D^*$  была равна  $10^{11}$  при длине волны около 100  $\mu$ . Полезная чувствительность простиралась до 120  $\mu$  (см. рис. 16). Рабочая температура была равна 4° K, а постоянная времени около 1 мсек.

3.2.7. Примеси в соединениях Ge — Si. В разделе 3.2.2 указывалось, что при некоторых применениях было найдено, что спектральная чувствительность детекторов Ge — Zn расширялась к бо́льшим длинам волн, чем должно быть. Ge и Si создают однофазовое соединение во всей области содержаний. Найдено, что когда процентное соотношение Si растет от нуля, энергия ионизации примесей постоянно увеличивается. Следовательно, одним из методов контролирования длинноволнового порога детектора является метод выбора примеси, которая в Ge имеет больший, чем необходимо, порог, и последующего сплавления Ge с Si в таком количестве, чтобы получить нужный порог.

Эта система была изучена Мортоном и др. <sup>18</sup>. На рис. 8 показано, как с изменением концентрации Si меняется спектральная чувствительность верхпего уровня Zn, а на рис. 9 приведены сравнительные кривые для сплавов (Ge — Si): Zn II и (Ge — Si): Au I, выбанных так, чтобы чувствительность попала в полосу 8—14 µ. Эти детекторы действуют при температурах откачки жидкого воздуха и имеют детектируемость около 10<sup>10</sup>,



Рис. 8. Чувствительность фотопроводимости соединений Ge — Si, легированных Zn (по <sup>18</sup>).

сопротивление этих детекторов около 5—20 *M*, а эффективное время инерции определяется RC в несколько микросекунд.

Эта система имеет то преимущество, что при известном усилии можно подогнать ее очень точно к любому требованию. Для наибольшего



Рис. 9. Чувствительность фотопроводимости соединений Ge — Si, легированных Zn и Au (по <sup>18</sup>).

числа применений удовлетворительные результаты должны получаться более легко при использовании некоторых недавно исследованных примесей, возможно, вместе с охлаждаемыми фильтрами, которые теперь начинают поставлять фирмы. 3.2.8. Примесная фотоионизация в других полупроводниках. Высокая точность контроля, необходимая для приготовления легированных полупроводников, пригодных для изучения фотопроводимости, означает, что фактически, кроме Si и Ge, никаких других материалов нельзя было использовать.

Проделаны несколько измерений на InSb *р*-типа, легированном Cu, Ag и Au. Эти примеси имеют два состояния ионизации. Энглер и др.<sup>69</sup> дают следующие значения их:

	Cu	Ag	Au
Верхний, эв	0,056	0,039	0,066
Нижний, эв	0,023	0,023	0,032

Значение для водородоподобных примесей в InSb *p*-типа составляет около 0,0075 эв.

Используя более глубокие уровни, фотопроводимость можно наблюдать до 20-30 µ в зависимости от примеси.

В образцах, в которых нижние уровни не полностью заполняются компенсированными электронами, фотопроводимость расширяется за 30 µ. Эти результаты показывают необычную особенность. Зависимость фоточувствительности от энергии фотона указывает на осцилляции. Положение максимума зависит от примеси, но период осцилляций равен 0,0244 зв независимо от примеси. Это значение равно энергии продольного оптического фонона в InSb. Поэтому заманчиво предположить, что осцилляции создаются эмиссией от одного до шести фононов при поглощения фотонов возрастающей энергии <sup>70, 71</sup>.

## 4. ФОТОПРОВОДИМОСТЬ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

# 4.1. Поглощение на свободных носителях

Согласно классической теории Друде, проводимость будет меняться с частотой, как

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \omega^2 \tau_e^2\right)^{-1},$$

где  $\sigma_0$  — проводимость при нулевой частоте и  $\tau_e$  — время рассеяния электрона; поэтому

$$\sigma_0 = \frac{ne^2\tau_e}{m^*} , \qquad (67)$$

где n — концентрация свободных носителей, а  $m^*$  — их эффективная масса. При достаточно высоких частотах, при которых ток проводимости мал сравнительно с током смещения в среде, коэффициент оптического поглощения равен

$$\alpha = \frac{4\pi\sigma}{c \left(K\right)^{1/2}} \,, \tag{68}$$

где К — диэлектрическая постоянная.

Эти результаты показывают, что при больших длинах волн  $\alpha$  будет постоянным, но при длинах волн, удовлетворяющих  $\omega \tau \gg 1$ ,  $\alpha'$  будет меняться, как  $\lambda^2$ . Хотя эти формулы являются классическими, как квантовые вычисления, так и экспериментальные результаты подтверждают, что они совершенно справедливы при оценке поведения полупроводников в далекой инфракрасной области.

8 уФН, т 90, вып. 1

#### Е. ПАТЛИ

Типичные свойства образца InSb *n*-типа при 4° К таковы: концентрация носителей  $5 \cdot 10^{13} \ cm^{-3}$ , подвижность  $10^5 \ cm^2 \ e^{-1} ce\kappa^{-1}$ . Эти значения дают  $\tau_e = 8, 5 \cdot 10^{-13} \ ce\kappa$ , так что  $\omega \tau = 1$  для длины волны  $\lambda = 1, 6 \ mm$  (1600  $\mu$ ). Коэффициент поглощения  $\alpha = 22 \ cm^{-1}$  при  $\lambda = 1 \ mm$  и падает до 0,30  $\ cm^{-1}$  при  $\lambda = 100 \ \mu$ . Соответствующее сечение поглощения для свободного электрона составляет  $4, 4 \cdot 10^{-13}$  при 1 *мм* и  $6 \cdot 10^{-15} \ cm^2$  при 100  $\mu$ . Для водородоподобного примесного центра уравнение (11) дает в случае InSb

$$\sigma_{\nu} = 1, 3 \cdot 10^{-18} \varepsilon^{-2}; \tag{69}$$

отсюда значения для 1 мм и 100 µ равны соответственно  $8,5 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup> и  $8,5 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Таким образом, сечения поглощения для свободного электрона и для водородоподобного примесного центра сравнимы. Однако концентрация свободных электронов должна сохраняться ниже  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>, чтобы были неомические эффекты с интенсивной диссипацией энергии. Следовательно, при длинах волн меньше 100 µ поглощение на свободных носителях значительно меньше, чем поглощение на примесных центрах, так как их оптимальная концентрация около  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

# 4.2. Эффекты горячих электронов

Свободные носители обмениваются энергией с решеткой и равновесным излучением и в термическом равновесии будут иметь среднюю энергию ~ kT. Если носителям сообщается добавочная энергия, она будет передаваться кристаллической решетке через механизм обмена энергией. При комнатной температуре этот механизм настолько эффективен, что в стационарном состоянии энергия носителей не будет заметно отличаться от термического равновесного значения. Если термическое взаимодействие образца с окружающей средой слабое, температура всего образца может заметно возрасти, но электроны останутся в термическом равновесии с решеткой. При низких температурах взаимодействие между электронами и решеткой становится много слабее, чем при комнатной температуре. Это означает, что возможно стационарное состояние, в котором энергия электронов может значительно превышать термически равновесное значение. Если в то же самое время электроны эффективно могут обмениваться между собой энергией, электронное распределение возможно описать эффективной температурой Т<sub>эфф</sub>, большей температуры решетки Т. При постоянной концентрации электронов проводимость будет меняться с температурой подобно подвижности. Найдено, что если меняется эффективная температура электронов, проводимость во многих отношениях меняется точно так же, как общая температура образца. Так как температура образца постоянна, этот эффект проявляется в виде отклонения от закона Ома, когда энергия поступает от постоянного источника. Этот эффект впервые наблюдался в Ge (см. статью Ганна 72). Он также был найден в чистом InSb n-типа при 4° К. На рис. 10 приведены некоторые типичные результаты для InSb. Пока считалось, что энергию электронам сообщает постоянный источник, но она точно так же может поступать от источника с угловой частотой w такой, что wr > 1. Для InSb это условие выполняется при длине волны <1 мм, как показано в последнем разделе статьи. В Ge, где эффективная масса больше, соответствующая длина волны равна примерно 1 см. При ωτ >> 1 поглощение будет малым. Таким образом, этот эффект, рассматриваемый как явление фотопроводимости, должен быть оптимальным около ωτ ~1.

Характеристики этого вида фотопроводимости были рассмотрены Коганом <sup>73</sup> и Роллином <sup>37</sup>. Удобно описывать отклонение от закона Ома параметром

$$\beta = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \; (E^2)} \; , \label{eq:beta}$$

где E — приложенное электрическое поле; оказывается, что при малых электрических полях  $\beta$  постоянна. E будет определяться постоянным током i, проходящим через образец. Если прикладывается малый высоксчастотный сигнал, он вызывает малое изменение прямого напряжения



Рис 10. Зависимость папряжения от тока и магнитного поля для. InSh и тица при 4,23. К

на элементе. Точное его значение зависит от токовои схемы, как показано в приложении I; при условиях разомкнутой цепи чувствительность (прямое напряжение на выходе/падающая высокочастотная мощность (sm)), равна

$$R = \frac{\beta V}{i\sigma}, \qquad (70)$$

где V — приложенное напрямение, а v — объем элемента. Время срабатывания для этого эффекта равно приблизительно

$$\tau = \left(\frac{c_e}{c}\right)\beta \frac{dT}{d\mu},\tag{71}$$

где  $c_e$  — удельная теплоемкость на один свободный электрон, а  $\mu$  — электронная подвижность.

Для InSb при 4° К типичные значения таковы:

$$\begin{split} \beta &= 20 \ e^{-2} \ cm^2, \ V &= 10^{-2} \ e, \ v = 5 \cdot 10^{-3} \ cm^3, \\ \sigma &= 0,3 \ om^{-1} \ cm^{-1}, \ c_e &= 1,5 \ h \ \text{m} \ \frac{dT}{d\mu} = 6,7 \cdot 10^{-5} \ \text{cm}^2 e \cdot cek. \end{split}$$

Эти значения дают R 130 в/вт и  $\tau = 1,7 \cdot 10^{-7}$  сек. Как мы увидим в разделе 4.4, эти значения хорошо согласуются с экспериментальными.

### 4.3. Эффекты в магнитном поле

Фотопроводимость на свободных носителях наиболее замегна в материалах с малыми эффективными массами и высокими подвижностями. Своиства полупроводников заметно изменяются в магнитном поле, когда выполняется условие  $\mu B > 1$ . Так как для InSb это условие выполняется, при B > 1000 гс, относительно средние магнитные поля дают значительный эффект в фотопроводимости на свободных носителях.

Одним из следствий малой эффективной массы в InSb *n*-типа является то, что боровский радиус основного состояния водородоподобной примеси

$$a = 5,29 \cdot 10^{-9} \left(\frac{m}{m^*}\right) K \ (cm) = 6,1 \cdot 10^{-6} \ cm.$$
(72)

Следовательно, если бы примесная концентрация была так высока, что объем, занимаемый каждым примесным атомом, был бы как раз равен объему основного состояния боровского атома, потребовалась бы только



Рис. 11. Зависимость энергип поцизации водородоподобных примесей в InSb от магнитного поля согласно теории для чистого образца <sup>75</sup> и экспериментальные результаты для образцов, содержащих около 10<sup>14</sup> примесей в см<sup>-3</sup> <sup>77</sup>.

концентрация 1.10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>. Фактически, чтобы примеси вели себя, как изолированные центры, концентрация их должна быть на два порялка меньше. T. e. около 10<sup>13</sup> см<sup>-3</sup>. В самых чистых материалах, доступных в настоящее время (хотя более чистые материалы, возможно, получены в СССР 74), концентрация примесей составляет около 1014 см<sup>-3</sup>. При этой концентрации взаимодействие между примесями так велико, что даже при 1°К материалы ведут себя подобно металлу.

Один из эффектов сильного магнитного поля состоит в том, чтобы уменьшить взаимодействие между примесями <sup>75</sup>. Поле в несколько *кгс* уменьшает его так сильно, что начинают проявляться примесные уровни ниже зоны проводимости. Присутствие этих уровней обнаруживается измерениями эффекта Холла между 4 и 1° К <sup>76, 77, 78</sup>. Энергия ионизации зависит от магнитного поля и чистоты образца. На рис. 11 приводится

значение, получаемое для ряда образцов, которое по величине близко к значению, необходимому для фотоионизационных эффектов при длинах волн в несколько миллиметров.

Эффекты горячих электронов изменяются магнитным полем. На рис. 10 были показаны некоторые результаты при 4° К. При этой температуре электроны термически возбуждаются из примесных состояний, но эффект магнетосопротивления увеличивает сопротивление так, что тот же ток создает большее падение напряжения на образце. Независимо от этого ход изменения имеет такой же характер, что и в нулевом поле.

При более низких температурах, например при 1,35° K, как показано на рис. 12, большинство носителей будет занимать примесные уровни. Это вместе с эффектом магнетосопротивления может создавать увеличение сопротивления в тысячу раз или больше, что видно из результатов при низких плотностях носителей. При больших токах и магнитных полях выше определенного критического значения (которое равно около 4 кгс для использованного образца) электрическое поле ионизирует примеси. Это приводит к почти горизонтальному участку на кривых. Ниже критического магнитного поля вымораживания носителей не происходит даже при 1° K и вольт-амперные кривые подобны кривым при 4° K. Из измерений вольт-амперных характеристик в магнитном поле из уравнений (70) и (71) можно найти параметры, пеобходимые для вычисления эффектов фотопроводимости на горячих электронах. Типичные значения при 1,3° K и 6 кгс равны:  $\sigma = 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ om}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ,  $\beta = 0.3 \text{ s}^{-2} \text{ cm}^2$ ,  $V = 0.2 \text{ в и } dT/d\mu = 2.7 \cdot 10^{-4}$ . Тогда чувствительность и постоянная времени равны  $R = 3 \cdot 10^4 \text{ в/вm}$ ,  $\tau = 1.0 \cdot 10^{-8} \text{ сек}$ .

Следовательно, если не учитывать возможности фотоионизационных эффектов, магнитное поле должно сильно увеличивать фотопроводимость на горячих электронах.



Рис. 12. Зависимость напряжения от тока и магнитного поля для того же образца InSb, который показан на рис. 10, но при 4,35° К.

Волее детальное рассмотрение <sup>79,80</sup> эффекта сильного магнитного поля показывает, что зопа проводимости будет расщепляться на ряд подзон или уровней Ландау. Физический смысл этого состоит в том, что движение свободных электронов складывается из вращения в плоскости, перпендикулярной к направлению поля, и хаотического движения вдоль направления поля, как в отсутствие поля. Движение, перпендикулярное к полю, можно учитывать, как в случае гармонического осциллятора; оно, таким образом, будет квантоваться на серии уровней, разделенных энергией hv, где v — частота вращения. v будет циклотропной частотой, определяемой магнитным полем:

$$\mathbf{v} = \frac{eB}{2\pi m^*} \,. \tag{73}$$

Подобным же образом электроны, связанные с примесными атомами, могут вращаться вокруг магнитных силовых линий. Этот случай можно представить схематически диаграммой эпергетических уровней (рис. 13). Состояния примесного циклотронного движения представляются локализованными уровнями, расположенными пиже каждой зоны Ландау.

При циклотронной частоте поглощение на свободных носителях будет показывать резкий резопанс. Полагая, что частота настолько высока, что поглощение в отсутствие поля очень слабо, можно показать, что поглощение при резонансе будет сравнимым с поглощением при низких частотах. Следовательно, заметный эффект фотопроводимости на горячих электронах при этой частоте должен иметь место. Этот эффект будет велик только в ширине полосы резонансной линии, а положение линии может меняться при изменении магнитного поля. Таким образом, возможен чувствительный, узкополосный, регулируемый инфракрасный детектор. Возможности практического использования его зависят от легкости получения больших магнитных полей. Сверхпроводящие соленоиды уже



Рис. 13. Диаграмма, иллюстрирующая эффекты фотопроводимости в магнитном поле.

создают поля больше 100 кгс; поэтому, так как эти детекторы потребуют охлаждения до гелиевых температур, совершенно реально рассмотреть такие большие поля. Уравнение (73) показывает, что для действия при малых длинах волн требуется малая эффективная масса.

Результаты, полученные с некоторыми возможными материалами, таковы:

Материал	m* m	Магнитнан ин- дукцин В (20) для резонанса при 100 µ	Резонансная длина волн при поле в 100 ъгс. µ
Вакуум Ge InSb Cd <sub>0,14</sub> Hg <sub>0,86</sub> Te	1 0,135 0,0157 0,003	$\begin{array}{c} 1,08\cdot10^{6}\\ 1,46\cdot10^{5}\\ 1,7\cdot10^{4}\\ 3,24\cdot10^{3} \end{array}$	$ \begin{array}{c c} 1080 \\ 146 \\ 22 \\ 3,2 \end{array} $

Помимо переходов между уровнями Ландау могут происходить переходы между примесными состояниями. При очень низких температурах большинство электронов занимает самые низкие примесные состояния, поэтому большинство возможных переходов будет происходить из этих состояний на первый примесный уровень Ландау. С более высокого примесного уровня электрон может упасть в одну из зон проводимости, и этот процесс может повести к фотопроводимости. Ширина резонанспых линий должна быть порядка  $1/2 \pi \tau$ , где  $\tau$  — время между столкновениями. Тогда при  $\tau \sim 10^{-12}$  сек ширина будет равна  $\sim 10^{11}$  гц. Для резонанса при 100 µ это представляет около 3% резонансной длины волны.

# 4.4. Обсуждение экспериментальных результатов

4.4.1. Поведение в малом или нулевом магнитном поле. В этом разделе рассматриваются эффекты широкополосной фотопроводимости, узкополосные регулируемые эффекты будут обсуждаться в разделе 4.4.2.

Фотопроводимость в InSb *n*-типа при длине волны ~1 *мм* в магнитных полях от нуля до 8 *ксс* при температурах около 1,5° К впервые наблюдал Патли <sup>82</sup>. Последующие исследования были проведены для выяснения



Рис. 14. Время релаксации InSb-детектора при длине волны 0,9 лл в функции прямого напряжения и магнитного поля.

относительной важности эффектов горячих электронов и фотоионизации, в то время как практическое применение эффекта давало возможность получить временное разрешение спектра разрядных приборов, который располагается в субмиллиметровой области.

Было вскоре найдено, что эта фотопроводимость простирается по крайней мере до 8 мм. В работе Данилычева <sup>83</sup> показано, что фотопроводимость простирается значительно дальше. Приложение магнитного иоля увеличивает эффект, но не измеияет зависимости от длины волны. Не было пайдено никакого доказательства существования длинноволнового порога около 2—3 мм, появления которого можно ожидать из значений эпергии ионизации на рис. 11. На рис. 14 приведены результаты измереция постоянной времени, сделанные на длине волны 0,9 мм. Из него видно, что эта постоянная времени равна около 10<sup>-7</sup> сек и хорошо согласуется с оценкой, проведенной в разделах 4.2 и 4.3. Некоторое доказательство относительной важности поглощения свободными и связанными электронами приводится на рис. 15, где показано пропускание толстого образца InSb. Включение магнитного поля увеличивает пропускание на длине волны 1,2 мм. Это означает, что при этом



сечение связанного электрона мало сравнительно с сечением свободного. При 0,197 мм пропускание падает при наложении магнитного по-

Рис. 15. Пропускание (в %) образца InSb при длинах волн в 1,4 мм и 0,197 мм.

ля. Это показывает, что при более короткой длине волны связанные электроны имеют теперь большее сечение. Значения, найденные для сечения поглощения свободными электронами, равны 1,2·10<sup>-12</sup> и 8·10<sup>-14</sup> *см*<sup>-2</sup> при 1,4 и 0,197 *мм* соответственно. Они имеют ожидаемый порядок. Сечение для примесных центров в поле 7 кгс равно  $1,0\cdot10^{-13}$  см<sup>-2</sup> при 1,4 мм и 4.10-13 см-2 при 0,197 мм. Первое значение меньше, чем предсказывалось для водородоподобного центра, а второе много больше. Это большее значение, вероятно, указывает, что магнитооптическое резонансное поглощение (см. раздел 4.4.2) становится значительным. Так как ~ 150 µ является практическим коротковолновым препелом для детекторов этого типа. результат измерений пропускания показывает, что выше этой

границы поглощение на свободных носителях является преобладающим процессом.

Практическая форма криостата для использования с этим фотодетектором уже была описана. (Получаемая характеристика показана на рис. 16). Чувствительность ограничивается чувствительностью используемого лампового усилителя (см. раздел 3.1.4.7). Чтобы улучшить ее, следует применять какой-то охлажденный усилитель. Так, Кинч и Роллин <sup>37</sup> получили улучшение почти на порядок величины, используя толстый образец InSb в магнитном поле и подсоединив к выходу охлаждаемый трансформатор с полосой пропускания до 1 кгц. Хотя установка дает полезный выигрыш в чувствительности, это происходит за счет времени срабатывания. Оно теперь ограничивается усилителем до 1 мсек; следовательно, установка Кинча — Роллина пепригодна там, где требуется малое время срабатывания.

Возможны также фотоэффекты других типов. Так, Коган <sup>38</sup> рассмотрел два из них. В первом радиация поглощается на одной стороне относительно толстого образца. Это приводит к температурному градиенту электронного газа, и создается фототермический эффект (ФТЭ). Во втором эффекте используется подобный образец, но перпендикулярно к температурному градиенту прикладывается магнитное поле. Напряжение, аналогичное напряжению Нернста, появляется теперь под прямым углом к магнитному полю и температурному градиенту. Коган нашел, что величина этого фототермомагнитного эффекта сравнима с эффектом фотопроводимости, но фототермоэлектрический эффект на порядок меньше.

4.4.2. Поведение при больших магнитных полях. Фотопроводимость, связанная с циклотронным резонансным поглощением, наблюдалась в Ge при длине волны 8 мм<sup>85</sup> и 4 мм. При 8 мм детектируемость составляла около 10<sup>12</sup>, чувствительность 10<sup>4</sup> в/ет и полоса пропускания — несколько процептов. Сравнимые результаты получены при 4 мм, по при более коротких длинах волн эффект не наблюдался. Не ясно, было ли это связано с техническими трудностями или же с более глубокими причинами.

В InSb при температурах ниже 4° К и магнитных полях больше 10 кгс большинство электронов должно занимать примесные уровни. Поэтому ожидается, что будет происходить резонансное поглощение на один из более высоких примесных уровней, а не межзонное циклотронное резонансное поглощение. Для примесного поглощения радиус циклотронной орбиты должен быть малым сравнительно с боровским радиусом. Циклотронный радиус

$$a_{\rm c} = 2,09 \cdot 10^{-9} \left( n + \frac{1}{2} \right)^{1/2} B^{-1/2}.$$
 (74)

Поэтому для B = 1000 *ес* и n = 2  $a_c = 10^{-10}$  *см*, что мало по сравнению с боровским радиусом. Следовательно, этот процесс возможен.

Хотя достаточны малые поля, такие, как 1000 гс, для выполнения условий «крайнего квантового предела», заметные резонанспые эффекты не наблюдаются, пока не прикладываются поля больше 10 кес 32. При 7 кес резонанс становится заметным в области 200 µ, по эффект мал сравнительно с широкополосной фотопроводимостью. На рис. 16 приведена кривая чувствительности, полученная при 4° К. Она располагается в полосе шириной около 10%. С уменьшением температуры до 1,5° К полоса сужается наполовину, детектируемость увеличивается при этом в четыре раза. На рис. 16 показано также, как меняется с длиной волны пик чувствительности. При 26 кгс резонансная длина волны равна 60 µ. Характеристика быстро падает из-за



Рис. 16. Характеристики различных инфракрасных детекторов (по 32, 37, 66, 68, 84 и 99).

остаточной полосы 50—60  $\mu$ , однако эффект может наблюдаться с коротковолновой стороны этой полосы, при поле 80 кгс резонанс сдвигается до 25  $\mu$ . Возможность применения этого детектора появилась при замене катушки из ниобия в криостате, описанном в <sup>84</sup>, на катушку из сплава ниобия с цирконием, который дает возможность получить поля около 30 кгс. Постоянная времени этого процесса не была измерена непосредственно, но наблюдения, проведенные с разрядным тиратроном <sup>86</sup>, показывают, что она не может быть больше 10<sup>-6</sup> сек.

## 5. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

На рис. 16, кроме типичных характеристик различных детекторов, показана детектируемость идеального детектора, облученного радиацией 300° в поле зрения 2л, вычисленная по уравнениям (50) и (51). На первый взгляд, характеристика наводит на мысль, что нет необходимости в дальнейшем развитии инфракрасных детекторов, так как характеристики детекторов, используемых на практике, очень хорошо приближаются к данному пределу. Однако эта идеальная детектируемость не является окончательным пределом. Вполне возможно увеличить чувствительность на несколько порядков величины, уменьшая поле зрения и спектральную полосу пропускания. В настоящее время с развитием лазеров требуются высокочувствительные детекторы, подобные рассмотренным. Поэтому можно предвидеть дальнейшее развитие узкополосных управляемых детекторов. Одну из таких возможностей дает получение соединений, подобных Cd<sub>0,14</sub> Hg<sub>0,86</sub> Te, которое имеет даже меньшую эффектив-ную массу, чем InSb<sup>81</sup>. Другую возможность дает разработка охлажденных управляемых узкополосных фильтров, перенося, таким образом, проблему с проектирования детекторов к проектированию вспомогательной оптики. С открытием новых лазерных материалов, может быть, удастся сконструировать квантовый счетчик во всем инфракрасном спектре для нужд практики. Некоторые результаты уже были получены как в близкой <sup>87</sup>, так и в очень далекой инфракрасной области <sup>88</sup>. Пока не удается легко регулировать рабочую длину волны, и, по-видимому, встретятся трудности при совместной работе источника и детектора.

Ожидается также, что большее внимание обращено будет на более короткое время ответа. Анализ в разделе 3.1.3 показывает, что для примесного детектора приемлемо такое малое время ответа, как  $10^{-8}$  сек. При использовании детектора с оптическим супергетеродинным приемником требуется время ответа около  $10^{-10}$  сек. Маловероятно, чтобы такого малого времени релаксации удалось добиться в примесном детекторе, но его можно достигнуть с собственным материалом в виде p - n-перехода.

Вероятно, в ближайшее время будут развиваться специальные полупроводники для использования в 10-µ области. Переход ко много бо́льшим длинам волн кажется проблематичным, хотя результаты Джейна<sup>12</sup>, полученные на соединении Bi — Sb, обнадеживают. Другой возможной системой, с очень коротким временем релаксации и действующей в субмиллиметровой области, является переход сверхпроводник — изолятор сверхпроводник<sup>89</sup>.

При оценке возможности всех этих высокочувствительных систем оказалось, что последующий усилитель является главным препятствием для достижения их теоретической чувствительности. Главным требованием при этом является существенное улучшение шумовой характеристики. Так как эти детекторы обычно действуют при температуре жидкого гелия, по-видимому, маловероятно, чтобы необходимого улучшения характеристики усилителя можно было достигнуть, не помещая его в жидкий гелий. Необходимо поэтому разрабатывать не только инфракрасный детектор, по инфракрасный приемник в целом.

#### приложения

# І. НЕОМИЧЕСКИЙ ФОТОПРОВОДНИК КАК ТОКОВЫЙ ЭЛЕМЕНТ

Рассмотрим простую схему, обычно используемую с? фотосопротивлением (рис. 17). Предположим, что входное сопротивление усилителя велико по сравнению с R,  $R_L$ . Положим, на детектор падает постоянный поток излучения  $Q \ \partial \mathscr{R} / ce\kappa$ . Если он изменяется на малую величину  $\delta Q$ , сопротивление детектора изменится на малую

T

величину  $\delta R$ , а следовательно, будет малое изменение напряжения на образце  $\delta V$  и малое изменение мощности  $\delta P$ , поступающен от батареи.

Если детектор не удовлетворяет закону Ома,  $\delta R$  будет функцией изменения V или P и, кроме того, функцией изменения Q. Следовательно, мы должны написать

$$\delta R = \left(\frac{\partial R}{\partial Q}\right)_V \delta R + \left(\frac{\partial R}{\partial V}\right)_Q \delta V \tag{I.1}$$

или

$$\delta R = \left(\frac{\partial R}{\partial Q}\right)_P \delta Q + \left(\frac{\partial R}{\partial P}\right)_Q \delta P. \tag{I,2}$$

Определяя  $\delta R$ , получим  $\delta V$ , которое является изменением напряжения, прикладываемого ко входу усилителя, из следующих выражений:

$$V = RI = \frac{RV_B}{R+R_L}, \quad V + \delta V = \frac{(R+\delta R)V_B}{R+\delta R+R_L}, \quad (1,3)$$

$$\delta V = \frac{R_L V_B}{(R - |R_L|)^2} \,\delta R. \tag{1,4}$$

Уравнение (1,4) обычно используется для вычисления напряжения от фотодетектора, подчиняющегося закону Ома.

Уравнение (1,1) пспользовалось ранее при рассмотрении неомических фотоионизационных детекторов. Более удобно выразить  $\partial R/\partial V$  в единицах вольт-амперной характеристики детектора. Из уравне-

ния (1,3)

$$\frac{\partial V}{\partial R} = I \cdot R \frac{\partial I}{\partial R}, \quad \frac{\partial R}{\partial V} = \frac{R}{V} \left( 1 - \frac{R}{R_{AC}} \right), \quad (1,5)$$

где  $R_{AC} = dV/dI$  — наклон вольт-амперной характеристики. Подставляя это значение  $\partial R/\partial V$  в (I,1) и результат в (I,4), получим

$$\delta V = \frac{R_L R_{AL} V_B}{R \left( R_{AC} + R_L \right) \left( R + R_L \right)} \left( \frac{\partial R}{\partial Q} \right) \delta Q.$$
(I.6)

Выражения, подобные этому, были получены Берстейном и др. <sup>15</sup> п Уоллисом и Шенкером <sup>66</sup>.

Описание детекторов на основе



Рис. 17. Схема, используемая в детекторе на основе фотопроводимости.

разогревания электронов обычно начинается с обсуждения (I,2). Прежде чем подставить (I,2) в (I,4), нужно выразить  $\partial R/\partial P$ в более удобной форме и вывести соотношение между  $\delta P$  и  $\delta V$ .

 $\partial R/\partial P$  можно выразить через параметр  $\beta$ , который определяется из соотношения  $\sigma = \sigma_0$  (1 –  $\beta E^2$ ) пли

$$\beta = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{(E^2)} ,$$

где с – проводимость, когда электрическое поле равно Е. Для этого вычисления более удобно записать

$$\beta' = R \frac{d\left(\frac{1}{R}\right)}{d\left(V^2\right)} = -\frac{1}{R} \frac{dR}{d(V^2)}$$

Тогда

$$P = VI = \frac{V^2}{R} , \qquad (I,7)$$

$$\frac{dP}{dR} = \frac{1}{R} \frac{d}{dR} \frac{(V^2)}{dR} - \frac{V^2}{R^2} = -\frac{1}{R^2 \beta'} - \frac{V^2}{R^2}, \qquad (1,8)$$

$$\frac{dR}{dP} = -R^2\beta' (1+\beta'V^2)^{-1}.$$
 (I,9)

Формулу (1,8) можно также записать в виде

$$\frac{dP}{dR} = \frac{2V \, dV}{R \, dR} - \frac{V^2}{R^2} \,,$$

а по (1,4)

$$\frac{dV}{dR} = \frac{R_L V_B}{(R+R_L)^2} = \frac{R_L V}{R(R+R_L)}, \quad \frac{dP}{dR} = \frac{V^2}{R^2} \frac{R_L - R}{R_L + R}.$$

Уравнение (I,2) можно теперь записать так:

 $\Delta R = \left(\frac{\partial R}{\partial Q}\right)_P \delta Q + \left(\frac{\partial R}{\partial P}\right)_Q \frac{V^2}{R^2} \frac{R_L - R}{R_L - R} \Delta R \tag{I,10}$ 

или

$$\Delta R = \frac{\left(\frac{\partial R}{\partial Q}\right)_P \delta Q}{1 - \frac{V^2}{R^2} \frac{(R_L - R)}{(R_L + R)} \left(\frac{\partial R}{\partial P}\right)_Q}.$$

Подобное выражение было выведено Уоллисом и Шенкером <sup>66</sup>. Для детекторов на основе «горячих» электронов обычно полагают, что эффект передачи мощности, получаемой от приходящего излучения, является таким же, как при передаче мощности от источника постоянного тока. Поэтому

$$\left(\frac{\partial R}{\partial Q}\right)_{P} = \eta \left(\frac{\partial R}{\partial P}\right)_{Q}$$

Множитель η вводится, чтобы указать ту долю падающей мощности, которая обычно поглощается. Подстановка (1,9) в (1,10) дает

$$\Delta R = \frac{-\frac{R^2 \beta'}{1+\beta' V^2} \eta \, \delta Q}{1-\frac{V^2}{R^2} \frac{(R_L-R)}{(R_L+R)} \frac{R^2 \beta'}{(1+\beta' V^2)}},$$

т. е.

$$\Delta R = -\frac{\eta R^2 \beta' \delta Q}{1 + \frac{2R_L}{R + R_L} V^2 \beta'} . \tag{I.11}$$

Подставляя (I,11) в (I,4), получаем

$$\delta V = -\frac{\eta R_L R^2 V_B \beta' \delta Q}{(R+R_L)^2 \left(1 + \frac{2R_L}{R+R_L} V^2 \beta'\right)}, \qquad (I,12)$$

или

$$\delta V = -\frac{\eta R_L R V \beta' \delta Q}{\left(R + R_L\right) \left(1 + \frac{2R_L}{R + R_L} V^2 \beta'\right)}$$

Уравнение (1,12) эквивалентно уравнению (14) из работы Когана. Уравнение (1,12) дает чувствительность детектора на основе явления разогретых электронов.  $\beta'$  была введена как удобный параметр для выражения неомических характеристик. Она может быть выражена через  $R_{AC}$ , вводимое уравнением (1,5):

$$\beta' = -\frac{1}{R} \frac{dR}{d(V^2)} = -\frac{1}{2VR} \frac{dR}{dV} = -\frac{1}{2V^2} \frac{R_{AC} - R}{R_{AC}}.$$
 (I,13)

Подставляя В' в (1,42), получаем

$$\delta V = \frac{\eta \, \delta Q}{2V} \, \frac{R_L \left(R_{AC} - R\right)}{\left(R_{AC} + R_L\right)} \,. \tag{1.14}$$

Из уравнения (8) гл. 3 для фотононизационного детектора

$$\frac{dR}{dQ} = -\frac{R\eta\tau}{N\cdot h\nu},$$

поэтому из уравнения (1,6)

$$\delta V = -\frac{R_L R_{AC} V_B}{(R_{AC} + R_L) (R + R_L)} \left(\frac{\eta \tau}{N h \nu}\right) \delta Q. \tag{I.15}$$

Используя (1,13), можно выразить (1,15) через в':

$$\delta V = -\frac{R_L V}{(R - R_L) \left(1 + \frac{2R_L}{R + R_L} V^2 \beta'\right)} \frac{\eta \tau}{Nh \nu} \delta Q. \qquad (I, 16)$$

Сравпение (I,16) с (I,12) показывает, что зависимость напряжения сигнала от величины сопротивления одинакова для детекторов обоих типов.

### н. излучение фона

Излучение внутри замкнутого объема при термическом равновесии может описываться величиной q, которая является плотностью фотонов в интервале частот от v до v-|-dv и дается формулой распределения Планка:

$$q = M \left( \exp \frac{hv}{kT} - 1 \right)^{-1}, \qquad (II,1)$$

где  $M = 8\pi v^2 dv/c^3$  число нормальных ветвей на единицу объема, а множитель  $\begin{pmatrix} \exp \frac{hv}{kT} - 1 \end{pmatrix}$  получается из того факта, что фотоны подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна, q флуктуирует во времени, и среднеквадратичное значение флуктуации будет равно

$$\overline{\Delta q^2} = q \left( 1 + \frac{q}{M} \right). \tag{II,2}$$

Рассмотрим теперь площадку A в стенке объема. Число фотонов, падающих на нее в единицу времени, будет равно I = qcA/4. Если эта площадка будет представлять детектирующий элемент, число фотонов, обычно поглощаемых им, будет равно  $\eta q cA/4$ . Чтобы найти флуктуацию, создаваемую в детекторе, следует записать

$$\overline{\Delta I^2} = \frac{1}{4} \eta c A \, \Delta \overline{q^2} = \eta I \left( 1 + \frac{q}{M} \right) \,. \tag{II,3}$$

Компонента этой флуктуации при низкой частоте j в интервале частот  $\Delta j$ , которую выделит последующий усилитель, будет равна

$$\overline{\Delta I^2}(f) = 2\eta I \left(1 + \frac{q}{M}\right) \Delta f. \tag{II,4}$$

Теперь, если  $hv \gg kT$ , член q/M будет незначителен, так что уравнение (II,4) превратится в

$$\overline{\Delta I^2} = 2\eta I \,\Delta f,\tag{II,5}$$

из которого получается уравнение (32) раздела 3.1.4.4. Если  $T = 300^{\circ}$  К, ошибка при использовании (11,5) для  $\lambda = 10\mu$  будет незначительной. Теперь равенство (11,3) можно строго применить только для замкнутого объема при термодинамическом равновесии, и оно непригодно для детектора при температуре, отличной от температуры его окружения. Когда фотоионизационный детектор находится в термодинамическом равновесии с полем излучения, легко можно показать, что из-за рекомбинационных процессов его флуктуация равна флуктуация процессов возбуждения <sup>27</sup>.

равновски с ноям нану нения, негис волно понисть, но но во реполонных процессов его флуктуация равна флуктуации процессов возбуждения <sup>27</sup>. Если условие hv ≫ kT неприменимо, вместо уравнения (II,5) нужно использовать уравнение (II,4), чтобы вычислить спектр флуктуации процессов генерации. Если детектор чувствителен к определенной частотной области, нужно (II,4) или (II.5) интегрировать по этой области чувствительности. Так, для детектора на основе фотосопротивления, имеющего равную чувствительность на всех частотах выше порога чувствительности v<sub>0</sub>, уравнение (II,4) приводит к

$$\overline{\Delta I^2} = \frac{4 \, (kT)^3}{c^2 h^3} \, \eta \alpha \, \cos \theta \cdot A \, \Delta f \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2} \, dx, \tag{II,6}$$

где

$$x=\frac{hv}{kT}$$
.

Это уравнение предполагает, что детектор с илощадкой А принимает излучение из строго определенного угла а в направлении в к перпендикуляру, восставленному

к площадке А детектора. Если детектор является частью замкнутого объема, находящегося в термодинамическом равновесии, он будет получать радиацию из полного полущария, и тогда ( $\alpha \cos \theta$ ) =  $\pi$ . Если  $hv \gg kT$ ,  $x \gg 1$ , и тогда интегрирование уравнения (11,6) дает

$$\overline{\Delta I^2} = \frac{4\pi A\eta}{c^2} \left(\frac{kT}{h}\right)^3 (x_0^2 + 2x_0 + 2) e^{-x_0}.$$
 (II,7)

Подставляя (II,7) в уравнение (47), получаем уравнение (48) в разделе 3.1.4.8.

Если условие  $hv \gg kT$  не выполняется, можно оценить (II,6), используя протабулированные функции. Роджерс и Пауэлд 46 протабулировали

$$\int_{0}^{\infty} x^{2} e^{x} (e^{x} - 1)^{-2} dx.$$

Уравнение (49) из раздела 3.1.4.8 получается, если переписать (11,6) в форме, удобной для обработки его по этим таблицам, и использовать его вместо (II,7).

При работе с детектором, который отвечает на энергию, а не на фотоны, соответствующая энергия флуктуации находится из выражения

$$\overline{\Delta P^2} = (hv)^2 \,\overline{\Delta I^2}.\tag{II,8}$$

Теперь можно написать уравнения, подобные уравнению (II.6) (см. 30), которые содержат интеграл

$$\int_{0}^{x} x^{4} e^{x} (e^{x} - 1)^{-2} dx.$$

Он также протабулирован Роджерсом и Пауэллом. Результат выражен в уравиении (52) из раздела 3.1.4.8.

Хотя эти результаты строго применимы только к детектору в термическом равновесин, они пригодны также в случае детекторов, охлаждаемых до температуры много ниже температуры фона <sup>30, 91, 94</sup>. Ван-Флит <sup>27</sup> и Алкемеид <sup>29</sup> показали, что в этом случае флуктуация рекомбинации равна флуктуации поглощаемого излучения; на более фундаментальную трудность указали Фелгет, Кларк-Джонс и Твисс <sup>95</sup>; Твисс и Хэн-бери Браун <sup>96</sup> показали, что в детекторе при более низкой температуре, чем источник излучения, флуктуация излучения, получаемая им, не определяется из (II,3), но будет равна

$$\overline{\Delta I^2} = \eta I \left( 1 - \eta \frac{q}{M} \right). \tag{II,9}$$

Для абсолютно черного детектора  $\eta = 1$ , так что (II,3) и (II,9) будут тождественны. Когда  $hv \gg kT$ , последние члены в уравнениях (11,3) и (11,9) псчезают, так что снова (11,3) и (11,9) ведут к тождественным выражениям. Таким образом, только для охлаж-(11,5) и (11,5) ведуг к тождественным выраженным, таким образом, только для одном денного детектора, действующего при больших длинах волн, уравнения (II,3) и (II,9) различны. Вычисления, подобные указанным вычислениям, но исходящие из справедливости уравнения (II,9), показывают, что для узкополосного детектора, работающего при длине волны такой, что  $hv \leq 0.1 kT$ , детектируемость может быть в два или три раза больше, чем вычисленная из уравнения (55) раздела 3.1.4.8. Теория флуктуаций излучения еще не полна. Окончательная теория должна привести к выражению, охватывающему и (11,3) и (11,9) в предельных случаях.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. G. A. Busch and R. Kern, Solid State Phys. 11, 1 (1960).
- G. A. Busch and R. Kern, Solid State Phys. 11, 1 (1960).
   J. H. Becker, Thesis (Cornell University, 1957).
   W. D. Lawson, S. Nielsen, E. H. Putley and A. S. Young, J. Phys. Chem. Solids 9, 325 (1959).
   P. W. Kruse, M. D. Blue, J. H. Garfunkel and W. D. Saueg, Infra-Red Phys. 2, 53 (1962).
   G. Cohen-Solal, F. Bailly, C. Verie and Y. Marfaing, Compt. rend. 257, 863 (1963).
   E. T. Коломиец, А. А. Малькова, ФТТ 5, 889 (1963).
   L. Pincherle and J. M. Radcliffe, Advanes Phys. 5, 271 (1956).
   H. P. R. Frederikse and R. F. Blunt, Atlantic City Photocondactivity Conference, John Wiley, New York, 1956, crp. 414.
   J. Warner, Ph. D. Thesis (Nottingham University, 1963).

1

- 10. E. A. Peretti, Trans. ASM 54, 12 (1961).

- E. A. Feretti, Irans. ASM 34, 12 (1991).
   N. Sclar, J. Appl. Phys. 33, 2999 (1962).
   A. L. Jain, Phys. Rev. 114, 1518 (1959).
   E. Burstein, G. Picus and N. Sclar, Atlantik City Photoconductivity Conference, John Wiley, New York, 1956, crp. 353.
   H. Y. Fan and P. Fisher, J. Phys. Chem. Solids 8, 270 (1959).
   E. Burstein, S. F. Jacobs and G. S. Picus, Proc. of Fifth Conference of the Internetional Computing for Optics, Stockholm, 4959 (up ony Supreman).
- of the International Commission for Optics, Stockholm, 1959 (не опубликовано).

Т

- 16. H. Y. Fan, Repts. Progr. Phys. 19, 107 (1956).
  16a. T. P. Vogal, J. R. Nansen and M. Garbuny, J.O.S.A. 51, 70 (1961).
  17. R. New man and W. W. Tyler, Solid State Phys. 8, 49 (1959).
  18. G. A. Morton, M. L. Schultz and W. E. Harty, R. C. A. Rev. 20, 599 (1959).
- 19. J. Blakemore, Semikonductor Statistics, Pergamon Press, 1962. 20. N. Sclar and E. Burstein, J. Phys. Chem. Solids 2 (1957). 21. S. H. Koenig, Phys. Rev. 110, 986 (1958).

- 22. S. H. Koenig, R. D. Brown 111 and W. Schillinger, Phys. Rev. 128, 1668 (1962). 23. G. S. P i c u s, J. Phys. Chem. Solids 23, 1753 (1962).

- 23. G. S. Ficults, J. Phys. Chem. Solids 23, 1753 (1962).
  24. M. Lax, Phys. Rev. 119, 1502 (1960).
  25. D. A. H. Brown, J. Elect. and Control 4, 341 (1958).
  26. G. Ascarelli and S. Rodriguez, Phys. Rev. 127, 167 (1962).
  27. K. M. Van Vliet, Proc. IRE 46, 1004 (1958).
  28. B. Clark Jones, Proc. IRE 47, 1481 (1959).
  29. C. T. L. Alkon and a Physics 25, 1445 (1959).

- 29. C. T. J. Alkemade, Physica 25, 145 (1959).
   30. E. H. Putley, Infra-Red Phys. 4, 1 (1964).
   31. N. Bloembergen, Phys. Rev. Letts. 2, 84 (1959).
   32. M. A. C. S. Brown and M. F. Kimmitt, Brit. Com. and Electronics 10, 1000 (1900).
- M. A. C. S. Brown and M. F. Kimmitt, Brit. Com. and Electronics 10, 608 (1963).
   R. W. Gelinas and R. H. Genoud, Rand Report P-1697, May 11th 1959 \*).
   R. W. Gelinas, Rand. Report P-1844, Oct. 26th 1959 \*).
   B. A. Smith, F. E. Jones and R. P. Chasmar, The Detection and Measurement of Infra-Red Radiation, Oxford University Press, 1957.
   D. H. Martin and D. Bloor, Cryogenics 1, 159 (1961).
   M. A. Kinch and B. V. Rollin, Brit. J. Appl. Phys. 14, 672 (1963).
   A. H. Выставкин, Ш. М. Коган, Т. М. Лифтици П. Г. Мельник, Радиотехника и электроника 6, 994 (1963) (амер. перевод).
   S. Tansal and H. Sobol, Rev. Sci. Inst. 34, 1075 (1963).
   D. Meyerhofer, G. A. Brown and H. S. Sommers, Phys. Rev. 126, 1329 (1962).

- 1329 (1962). 41. P. M. Chirlian and V. A. Marsooci, IRE Trans., CP-8, 84 (1961);
- Proc. IEEE 51, 1792 (1963).
- 42. H. J. Pink, D. C. Hansón and M. Urnohara, Proc. IEEE 51, 246 (1963).

- 42. H. J. Pink, D. C. Hanson and M. Ornohara, Proc. IEE 51, 240 (1903).
  43. P. W. Webb and C. T. Wricht, J. Brit. IRE 23, 111 (1962).
  44. J. T. Wallmark, RCA Rev. 24, 641 (1963).
  45. J. B. Blard, Proc. IEEE 51, 298 (1963).
  46. W. M. Rogers and R. L. Powell, N. B. S. circular No. 595, 1958.
  47. B. V. Rollin and E. L. Simmons, Proc. Phys. Soc. B65, 995 (1952); B66, 462 (1953). <u>1</u>62 162 (1953). 48. R. Newman, Phys. Rev. 99, 465 (1955).

- 49. J. S. Blakemore. Canad. J. Phys. 34, 938 (1956).
  50. W. W. Tyler and H. H. Woodbury, Phys. Rev. 102, 647 (1956).
  51. E. E. Burstein, J. W. Davissen, E. E. Bell, W. J. Turner and
- 51. E. E. Burstein, J. W. Davissen, E. E. Berl, W. J. Turner and H. G. Lipson, Phys. Rev. 93, 65 (1954).
  52. H. Levinstein, Proc. IRE 47, 478 (1959).
  53. P. Bratt, W. Engeler. H. Levinstein, A. Macrae and J. Pehek, Infra-Red Phys. 1, 27 (1961).
  54. S. R. Borrello and H. Levinstein, J. Appl. Phys. 33, 2947 (1962).
  55. D. F. Bodg and H. A. Graham. Infra Pad Phys. 2, 120 (1062).

- 55. D. E. Bode and H. A. Graham. Infra-Red Phys. 3, 129 (1963).
  56. H. H. Woodbury and W. W. Tyler, Phys. Rev. 105, 84 (1957).
  57. R. F. Potter and W. L. Eisenman, Appl. Opt. 1, 567 (1962).
  58. G. S. Picus, J. Phys. Chem. Solids 22, 159 (1961).
  59. H. D. Adams, W. Y. Paraman, and R. L. Paraman, Characteristic and Phys. Chem. Solids 22, 159 (1961).

- 59. H. D. Adams, W. Y. Beyen and R. L. Petritz, J. Phys. Chem. Solids 22, 167 (1961).
- 60. W. C. Duníap, Jr., Phys. Rev. 100, 1629 (1955). 61. R. L. Petritz, Proc. IRE 47, 1458 (1959).

<sup>\*)</sup> Elements of Infra-Red Technology; <sup>99</sup> содержит обсуждение этих работ.

- M. L. Schultz, W. E. Harty and C. O. Rowley, RCA Repts. on Contract Nonr-2225, Dec. 31st 1962.
   W. W. Tyler, J. Phys. Chem. Solids 8, 59 (1959).
   S. J. Fray and J. F. C. Oliver, J. Sci. Instrum. 36, 159 (1959).
   H. Shenker and W. J. Moore, Bull. Amer. Phys. Soc. 8, 296 (1963).
   R. F. Wallis and H. Shenker, NRL Report 5996, Aug. 29th 1963.
   F. L. Low, J. Ont. Soc. Amer. 54, 1200 (4061).

- 67. F. J. Low, J. Opt. Soc. Amer. 51, 1300 (1961).
- 68. P. L. Richards (частное сообщение).
  69. W. Engeler, H. Levinstein and C. Stannard, Jr., J. Phys. Chem. Solids 22, 249 (1961).
  70. R. F. Blunt, Bull. Amer. Phys. Soc. 3, 115 (1958).
  74. W. Engeler, H. Levinstein and C. Stannard, In. Phys. Phys. Rep. 24, 115 (1958).
- 71. W. Engeler, H. Levinstein and C. Stannard, Jr., Phys. Rev. Letts. 7, 62 (1961). 72. J. B. Gunn, Progr. Semicond. 2, 211 (1957).
- 73. Ш. М. Коган, ФТТ 4, 1891 (1962).
- 74. Д. Н. Наследов (частное сообщение). 75. Y. Yafet, R. W. Keyes and R. N. Adams, J. Phys. Chem. Solids 1, 137 (1956).

- 137 (1930).
  76. R. J. Sladek, J. Phys. Chem. Solids 8, 515 (1959).
  77. E. H. Putley, J. Phys. Chem. Solids 22, 241 (1961).
  78. Phelen, Jr., and W. F. Love, Phys. Rev. 133, A1134 (1964).
  79. A. H. Kahn and H. P. R. Frederikse, Solid State Physics 9, 257 (1959).
  80. H. Hasegawa and R. E. Howard, J. Phys. Chem. Solids 21, 179 (1961).
  81. A. J. Strauss, T. C. Harman, J. G. Mavroides, D. H. Dickey and M. S. Dressel haus, Exeter Conference on Semiconductors, The Institute of Physics and Physical Society London 1062 cm 73. апа м. S. Dresselhaus, Exeter Conference on Semiconductors, The Inst of Physics and Physical Society, London, 1962, стр. 73. 82. Е. Н. Риtley, Proc. Phys. Soc. 73, 280 (1959). 83. В. А. Данилычев и Осипов, ФТТ 5, 225 (1963). 84. Е. Н. Риtley, Proc. IEEE 51, 1412 (1963). 85. D. W. Good win and R. H. Jones, J. Appl. Phys. 32, 2056 (1961). 86. M. F. Kimmit and G. B. F. Niblett, Proc. Phys. Soc. 82, 958 (1963). 87. M. N. Brown and W. A. Shand. Phys. Letts (Netherlands) 8, 19 (1)

- 87. M. N. Brown and W. A. Shand, Phys. Letts. (Netherlands) 8, 19 (1964). 88. R. J. Strain and P. D. Colemann, IEEE Trans. MTT-11, 434 (1963). 89. E. Burstein, D. N. Langenberg and B. N. Taylor, Phys. Rev. Letts. 6, 92 (1961).
- 90. L. Johnson and H. Levinstein, Phys. Rev. 117, 1191 (1960). 91. W. B. Lewis, Proc. Phys. Soc. 59, 34 (1947).

- 91. W. B. Lewis, Proc. Phys. Soc. 39, 34 (1947).
  92. P. B. Fellget, J. Opt. Soc. Amer. 39, 970 (1949).
  93. R. Clark Jones, J. Opt. Soc. Amer. 37, 879 (1947).
  94. F. J. Low and A. R. Hoffman, Appl. Opt. 2, 649 (1963).
  95. P. Fellget, R. Clark Jones and R. Q. Twiss, Nature 184, 967 (1959).
  96. R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Proc. Roy. Soc. A242, 300 (1957).
  97. R. S. Levitt and A. Honig, J. Phys. Chem. Solids 22, 269 (1961).
  98. L. J. Neuringer and W. Bernard, Phys. Rev. Letts. 6, 455 (1961).

## ОСНОВНАЯ ЛИТЕРАТУРА

См. 13, 16, 17, 35, 36, а также

- 99. P. W. Kruse, L. D. McGlauchlin and R. B. McQuistan, Elements of Infra-Red Technology, John Wiley, New York, 1962. 100. W. C. Dunlap, Progr. Semicond. 2, 165 (1957). 101. K. F. Hulme and J. B. Mullin, Solid-State Electronics 5, 211 (1962).

- 102. N. B. H an n a y (ed.), Semiconductors, Reinhold, New York, 1959.
  103. P. G o r l i c h. Photoeffekte II, Experim. Photoleitung, Akad. Verlagsges. Geest und Portig K.-G, Leipzig, 1963.