

# ОСНОВИ НАПІВПРОВІДНИКОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

## Лекція 11

# Тунельні прилади

**Анатолій Євтух**

*Інститут високих технологій  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка*

# НВЧ діапазон

НВЧ діапазон – 0,1 ГГц – 1000 ГГц (300 см – 0,3 мм).

30-300 ГГц – діапазон міліметрових хвиль (10 – 1 мм).

Назви діапазонів і смуг частот

Назва діапазона	Смуга частот, ГГц
A	0,100-0,250
B	0,250-0,500
C	0,500-1,000
D	1,000-2,000
E	2,000-3,000
F	3,000-4,000
G	4,000-6,000
H	6,000-8,000
I	8,000-10,000
J	10,000-20,000
K	20,000-40,000
L	40,000-60,000
M	60,000-100,000
Міліметровий	>30-300
Субміліметровий	>300

## Напівпровідникові прилади НВЧ-діапазону

Прилад	Принцип роботи
<p>1. Варактор 2. p-i-n- діод 3. Біполярний транзистор</p>	<p>Залежність ємності від напруги зміщення. Ємність практично постійна, висока напруга пробою. Спільна участь електронів і дірок в транспортних процесах.</p>
<p>4. Діод з точковим контактом 5. Діод Шотткі</p>	<p>Мала площа, мала ємність. Струм основних носіїв, термоелектронна емісія.</p>
<p>6. Польовий транзистор з p-n-переходом</p>	<p>Основні носії, струм модульований напругою на затворі.</p>
<p>7. Польовий транзистор з бар'єром Шотткі</p>	<p>Основні носії, струм модульований зміщенням на бар'єрі Шотткі.</p>
<p>8. МОН-транзистор</p>	<p>Неосновні носії рухаються в інверсійному каналі біля поверхні.</p>
<p>9. Тунельний діод</p>	<p>Тунелювання в прямо зміщеному <math>p^+-n^+</math> переході, від'ємний диференційний опір.</p>
<p>10. Обернений діод</p>	<p>Тунелювання в <math>p^+-n^+</math> переході при оберненому або майже нульовому зміщенні.</p>
<p>11. ЛПД</p>	<p>Лавинне помноження і прольотні ефекти для генерації потужного випромінення.</p>
<p>12. ІПД</p>	<p>Емісія через бар'єр і прольотні ефекти.</p>
<p>13. Прольотний діод з захопленням об'ємним зарядом лавини.</p>	<p>Захоплення плазми в лавинно-прольотному діоді.</p>
<p>14. Прилад на ефекті між долинного переходу електронів.</p>	<p>Електрони переходять з низько енергетичних станів з високою рухливістю в високоенергетичні стани з низькою рухливістю.</p>

# Тунелювання

В явищах тунелювання основну роль грають основні носії.

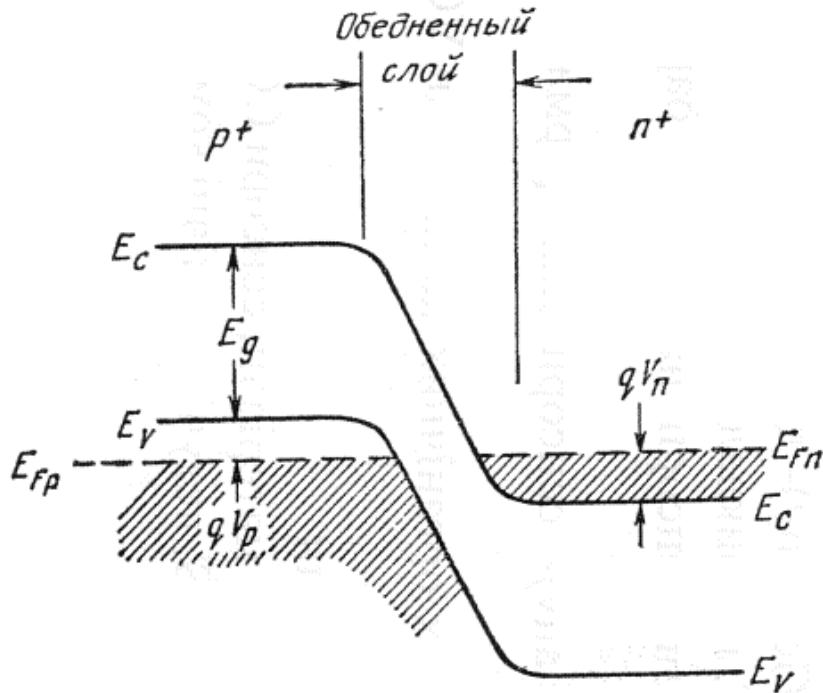
Час тунелювання носіїв через потенціальний бар'єр не описується звичною мовою часу прольоту ( $\tau = W/v$ , де  $W$  - ширина бар'єра,  $v$  - швидкість носіїв).

Час тунелювання через потенціальний бар'єр визначається за допомогою ймовірності квантово-механічного переходу за одиницю часу.

Ця ймовірність пропорційна  $\exp[-2k(0)W]$ , де  $k(0)$  – середнє значення хвильового вектора в процесі тунелювання, що приходить на один носій з нульовим поперечним імпульсом і енергією, що дорівнює енергії Фермі.

Час тунелювання пропорційний  $[2k(0)W]$ . Він дуже малий і тому тунельні прилади можна використовувати в діапазоні міліметрових хвиль.

# Тунельний діод



Енергетична діаграма тунельного діода в стані термічної рівноваги.  $V_p$  і  $V_n$  - ступені виродження  $p$ - області і  $n$ - області відповідно.

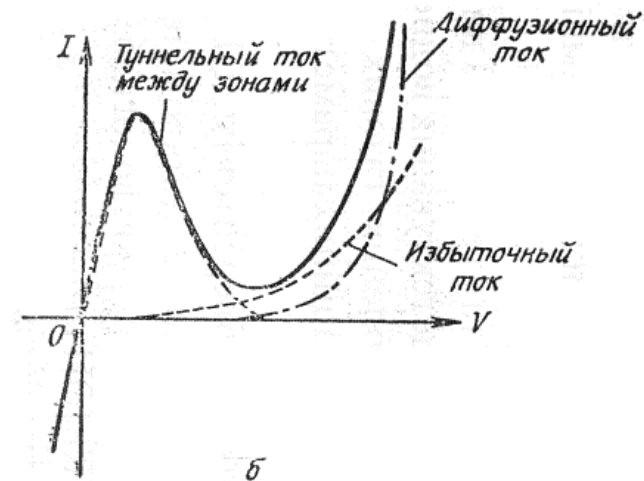
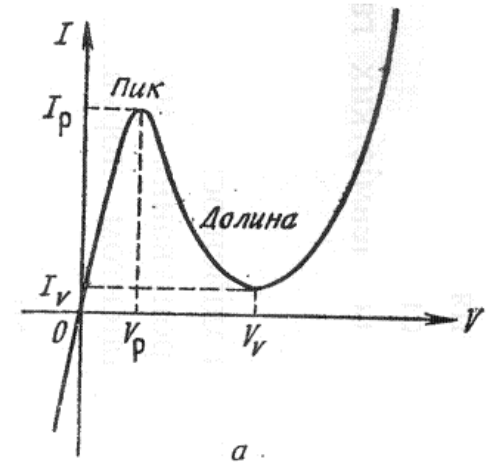
Завдяки високій надійності і досконалості технології виготовлення тунельні діоди використовуються в спеціальних НВЧ-приладах з низьким рівнем потужності, таких як гетеродин і схеми для синхронізації частоти

Тунельний діод являє собою простий  $p$ - $n$  перехід, обидві сторони якого вироджені (тобто бувають сильно леговані домішками). В результаті сильного легування рівень Фермі проходить всередині дозволених зон. Ступінь виродження  $V_p$  і  $V_n$  зазвичай становить декілька  $kT/q$ , а ширина збідненого шару  $\sim 10$  нм і менша, ніж у звичайному  $p$ - $n$  переході.

$V_n \equiv (E_{Fn} - E_C) / q$   $V_n$ - ступінь виродження n-області;

$V_p \equiv (E_V - E_{Fp}) / q$   $V_p$ - ступінь виродження p-області;

Зі статичної вольт-амперної характеристики тунельного діода (Рис.а) видно, що струм у зворотньому напрямку (потенціал  $p$  області від'ємний по відношенню до потенціалу  $n$  області) монотонно збільшується. В прямому напрямку струм спочатку зростає до максимального значення (пікового значення  $I_p$ ) при напрузі  $V_p$ , а потім зменшується до мінімальної величини  $I_v$  при напрузі  $V_v$ . При напругах, які перевищують  $V_v$ , струм зростає з ростом напруги по експоненційному закону. Повний статичний струм діода являє собою суму струму тунелювання із зони в зону, надлишкового і дифузійного струму (Рис.б).



Типова статична вольт-амперна характеристика тунельного діода (а) і три компоненти повного струму в тунельних діодах (б).

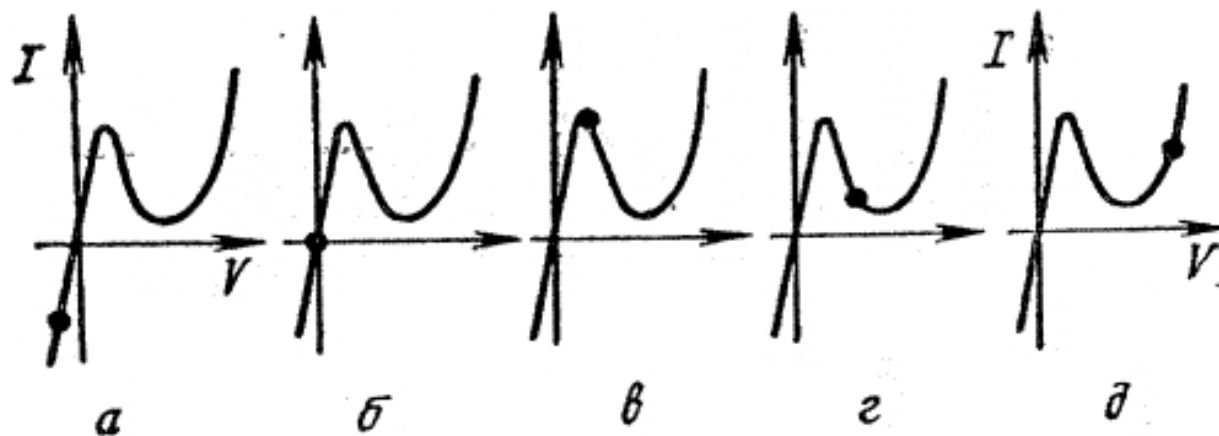
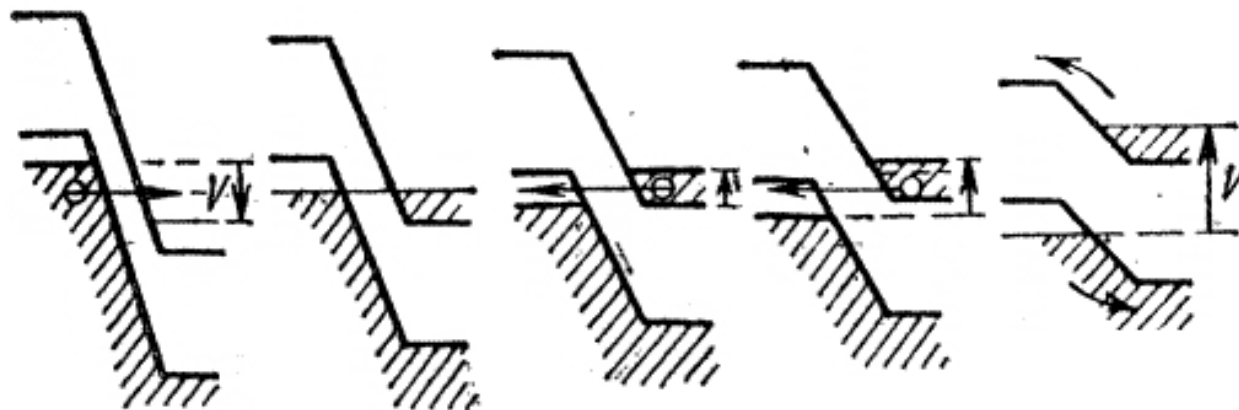
Проведемо якісний аналіз тунельних процесів при температурі абсолютного нуля для спрощеної зонної структури (Рис.). Відмітимо, що рівні Фермі проходять всередині дозволених зон напівпровідника, і в стані термодинамічної рівноваги (Рис.б) рівень Фермі постійний у всьому напівпровіднику. Вище рівня Фермі всі стани з обох сторін переходу виявляються порожніми, а нижче рівня Фермі всі дозвалені стани по обох сторонах переходу заповнені електронами. Тому при відсутності прикладеної напруги тунельний струм не протікає.

При подачі напруги на перехід електрони можуть тунелювати із валентної зони в зону провідності або навпаки.

### **Умови протікання тунельного струму.**

- 1) енергетичні стани на тій стороні переходу звідки тунелюють електрони повинні бути заповнені;
- 2) на іншій стороні переходу енергетичні стани з тією ж енергією повинні бути порожніми;
- 3) висота і ширина потенціального бар'єру повинні бути досить малими, щоб існувала помітна ймовірність тунелювання;
- 4) має зберігатися квазіімпульс.

На рис.а показано, як тунелюють електрони із валентної зони в зону провідності при оберненому зміщенні на діоді. Відповідна величина струму відмічена крапкою на вольт-амперній характеристиці. При прямій напрузі (Рис.в) існує діапазон енергій, прямих стани в  $n$ -області заповнені, а дозвалені стани в  $p$ -області порожні. Природно, що електрони при цьому можуть тунелювати із  $n$ -області в  $p$ -область.



Спрощені енергетичні діаграми тунельного діода.

а- при оберненому зміщенні; б- в тепловій рівновазі при нульовому зміщенні; в- при прямому зміщенні, що забезпечує максимальне значення струму; г- при прямому зміщенні, що відповідає протіканню струму близького до долинного; д- при прямому зміщенні, що відповідає дифузійному струму.

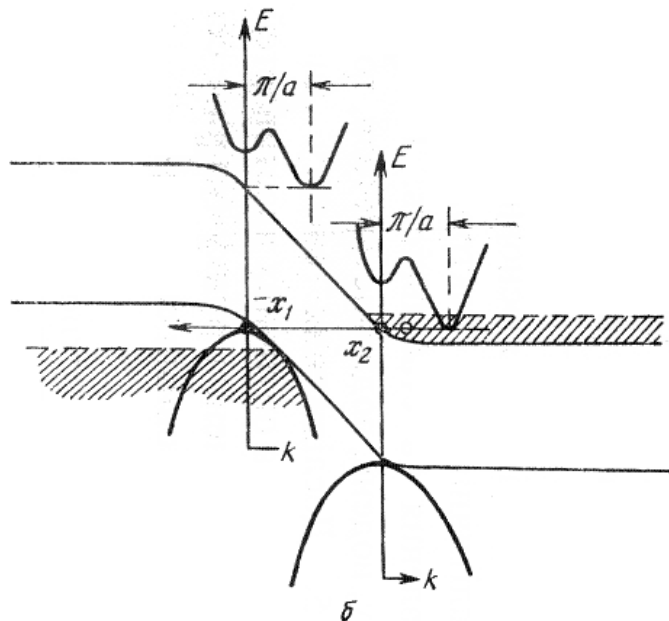
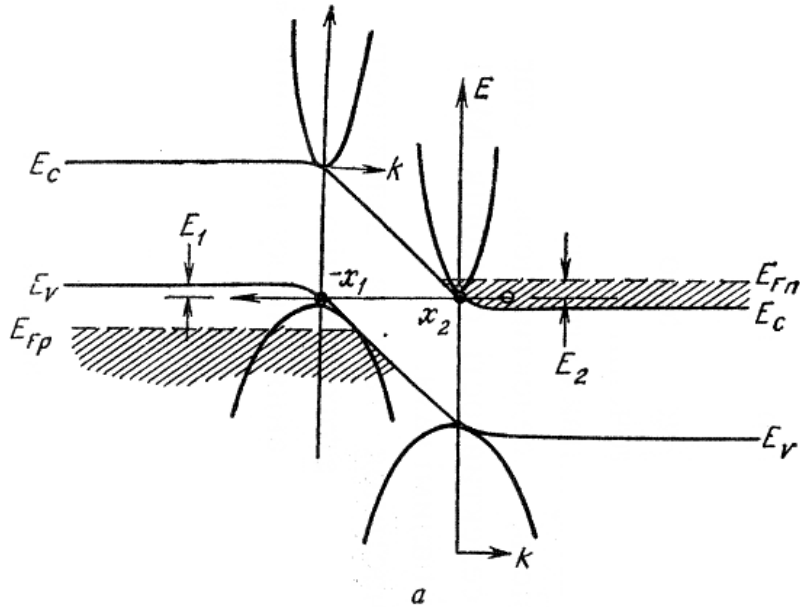


При збільшенні прямої напруги кількість дозволених порожніх станів в  $p$ -області, в які можуть тунелювати електрони з  $n$ -області зменшується (Рис. г).

Якщо ж пряма напруга має таке значення, що зони «не перекриваються», тобто енергія дна зони провідності точно співпадає з енергією стелі валентної зони, то недозволені порожні стани, які відповідають заповненим станам, відсутні. Отже в цій точці тунельний струм має зникнути. При подальшому збільшенні напруги буде протікати звичайний дифузійний струм (рис. д), який експоненційно зростає з ростом напруги. Таким чином, слід очікувати, що при збільшенні прямої напруги тунельний струм спочатку зростає від нуля до максимального значення  $I_p$ , а потім зменшується до нуля, коли прикладена пряма напруга  $V=V_n+V_p$  (рис.), де  $V_n$  - ступінь виродження  $n$ -області ( $V_n=(E_{Fn}-E_C)/q$ ), а  $V_p$  - ступінь виродження  $p$ -області ( $V_p=(E_V-E_{Fp})/q$ ). Спадаюча ділянка вольт-амперної характеристики відповідає області **від'ємного диференційного опору**.

Процес тунелювання може бути **прямим** і **непрямим**.

**Випадок прямого тунелювання** показаний на Рис. а, де структура зон в імпульсному просторі  $E-k$  в класичних точках повороту накладена на енергетичну діаграму тунельного переходу в координатному просторі  $E-x$ . При такій структурі зон електрони можуть тунелювати з околиці мінімуму зони провідності в околицю максимуму валентної зони, зберігаючи значення імпульсу.

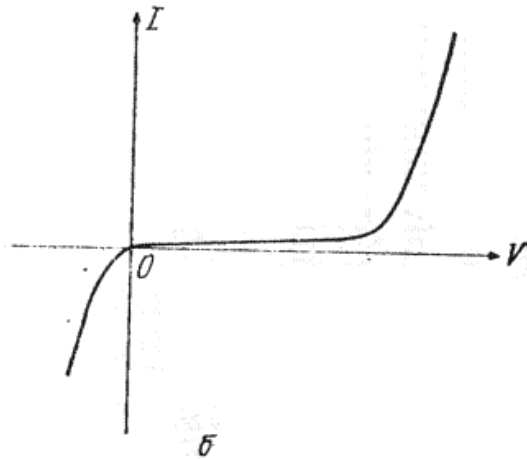
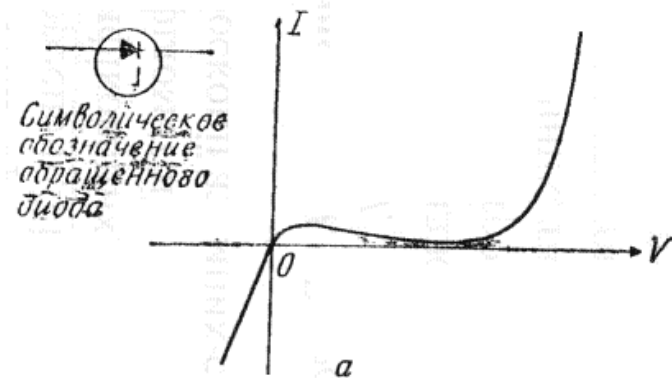


Суперпозиція в класичних точках повороту ( $-x_1$  і  $x_2$ ) структури зон в імпульсному просторі  $E - k$  і енергетичної діаграми тунельного переходу в координатному просторі  $E - x$ . а- випадок прямого тунелювання ( $k_{\min}=k_{\max}$ ); б- випадок непрямиго тунелювання ( $k_{\min}\neq k_{\max}$ ).

Таким чином, для того щоб відбувалося пряме тунелювання, положення дна зони провідності і стелі валентної зони в просторі імпульсів повинні співпадати. Ця умова виконується в напівпровідниках з прямою забороненою зоною (в таких, як GaAs і GaSb). Вона може також виконуватись в напівпровідниках з непрямою забороненою зоною (наприклад, в Ge) при досить великих прикладених напругах, таких, що максимум валентної зони (точка  $\Gamma$ ) знаходиться на одному рівні з непрямим мінімумом зони провідності (точка  $L$ ).

**Непряме тунелювання** проходить в тому випадку, коли мінімум зони провідності і максимум валентної зони розміщені при різних значеннях імпульсу (рис.б). Для виконання закону збереження імпульсу різниця між імпульсами, які відповідають мінімуму зони провідності і стелі валентної зони, повинна передаватися розсіювачам, таким, як фонони або домішкові центри. Закони збереження енергії і імпульсу для тунелювання з участю фононів формулюються наступним чином: сума енергії фонона і початкової енергії електрона, що тунелює з  $n$ -області в  $p$ -область, дорівнює кінцевій енергії електрона, що протунелював в  $p$ -область; сума початкового імпульсу електрона і імпульсу фонона ( $\hbar k_p$ ) рівна кінцевому імпульсу електрона, що протунелював. В загальному випадку ймовірність непрямого тунелювання значно менша, ніж ймовірність прямого. Крім того, ймовірність непрямого тунелювання з участю декількох фононів значно менша ймовірності аналогічного процесу з участю лише одного фонона.

# Обернений діод



Символічне позначення оберненого діода і його вольт-амперні характеристики при наявності від'ємного опору (а) і без від'ємного опору (б).

Якщо концентрації легуючих домішок такі, що в  $p$ - і  $n$ -області  $p$ - $n$  переходу близькі до виродження або слабо вироджені, то при малих зміщеннях струм в «оберненому» напрямку (рис.) перевищує струм «прямого» напрямку. Звідси походить назва такого тунельного діода – **обернений діод**. В стані теплової рівноваги рівень Фермі в оберненому діоді дуже близький до країв зон.

При малих обернених зміщеннях (при від'ємному потенціалі  $p$ -області по відношенню до потенціалу  $n$ -області) діаграма енергетичних зон подібна діаграмі, наведеній на рис.а, з однією відмінністю – обидві сторони переходу зараз не вироджені. При оберненому зміщенні електрони можуть легко тунелювати з валентної зони в зону провідності, що буде приводити до зростання струму з ростом прикладеної напруги :

$$J \approx B_1 \exp(+|V| / B_2),$$

Тут  $B_1$  і  $B_2$  – додатні величини, які слабо залежать від  $V$ . З формули слідує, що обернений струм залежить від напруги приблизно по експоненційному закону.

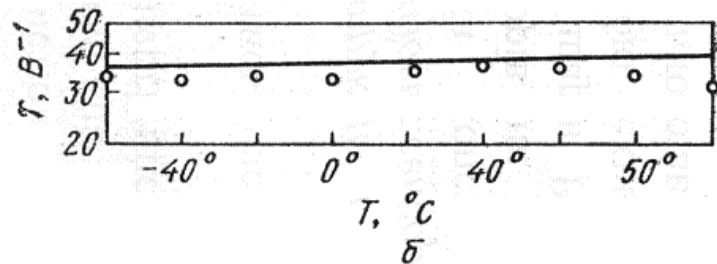
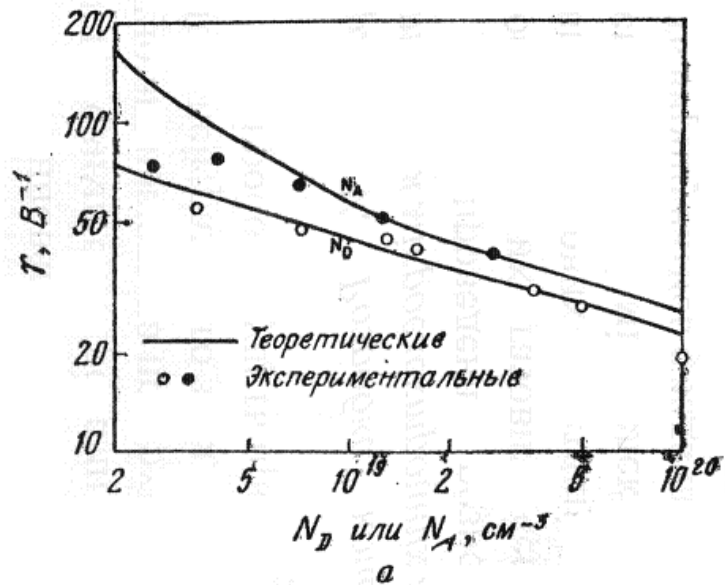
Обернений діод можна використовувати як випрямляч малих сигналів, детектор НВЧ-випромінювання і змішувач. Подібно до тунельного діоду, обернений діод має гарні частотні характеристики, оскільки його робота не пов'язана з накопленням неосновних носіїв. Крім того вольт-амперна характеристика оберненого діода нечутлива до впливу температури і опромінення, і в таких діодах дуже малий  $1/f$  шум.

$$\gamma \equiv \frac{d^2 I / dV^2}{dI / dV}.$$

$\gamma$  -відношення другої і першої похідної вольт-амперної характеристики – **характеристика досконалості приладу при роботі в нелінійному режимі.**

Цей параметр називають також коефіцієнтом кривизни. Величина  $\gamma$  служить мірою ступеню не лінійності, нормованої на величину повної провідності.

При прямому зміщенні при кімнатній температурі для ідеального  $p$ - $n$  переходу ( $=1$ )  $\gamma \approx 40 \text{ В}^{-1}$  незалежно від зміщення. Однак при оберненому зміщенні  $p$ - $n$  переходу величина  $\gamma$  дуже мала при малих зміщеннях і зростає пропорційно фактору лавинного помноження поблизу напруги пробоя.



Коефіцієнт кривизни  $\gamma$  залежить від концентрації домішки в обох областях переходу і від ефективних мас. На відміну від бар'єру Шоттки в оберненому діоді величина  $\gamma$  відносно слабо залежить від змін температури.

Відмітимо дві цікаві особливості поведінки  $\gamma$  для обернених діодів: 1)  $\gamma$  може бути більше  $40 \text{ V}^{-1}$ , 2) нечутливість  $\gamma$  до змін температури.

Залежність  $\gamma$  при  $300 \text{ K}$  і  $V \approx 0$  в германієвих діодах від концентрації акцепторів (при фіксованому значенні  $N_D = 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) і донорів (а) (при фіксованому значенні  $N_A = 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) і від температури (б).

# Тунельний МДН діод

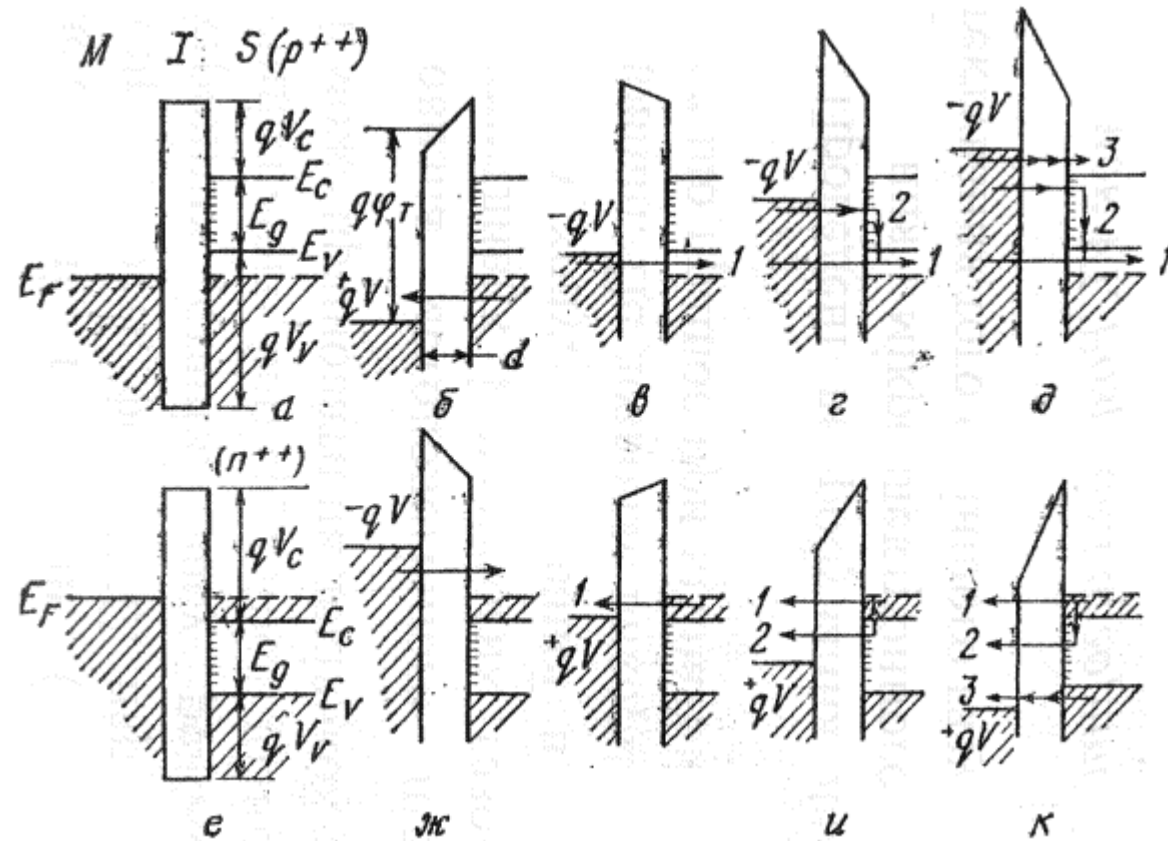
Для діода зі структурою метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) вольт-амперні характеристики критичним чином залежать від товщини діелектрика.

Якщо діелектричний шар досить товстий (наприклад, для системи Si-SiO<sub>2</sub> більше 5 нм), то переходом носіїв через цей шар можна знехтувати, і МДН діод являє собою звичайну МДН ємність.

Якщо ж, навпаки, діелектричний шар дуже тонкий (менше 1 нм), то він практично не мішає руху носіїв між металом і напівпровідником, і тоді структура являє собою бар'єр Шотткі.

Якщо ж діелектричний шар має проміжну товщину ( $1\text{ нм} < d < 5\text{ нм}$ ), то МДН діод являє собою прилад третього класу – тунельний МДН діод.

# Вироджений напівпровідник



Спрощені енергетичні діаграми (що враховують вплив поверхневих станів) тунельних МДН діодів на вироджених підкладках.

Тунельні МДН діоди на  $p^{++}$  і  $n^{++}$  напівпровідникових підкладках.

Для простоти не враховується вигин зон під дією сил зображення і падіння потенціалу на шарі окисла в умовах рівноваги.

Спочатку розглянемо випадок підкладки  $p^{++}$  типу.

1. Прикладання позитивної напруги до металу (Рис.б) викликає тунелювання із валентної зони в метал.



Вираз для тунельного струму з використанням ВКБ наближення і законів збереження енергії і поперечного імпульсу має вид:

$$J = \frac{q}{4\pi^2 \hbar} \iint T_t (F_1(E) - F_2(E)) dk_{\perp}^2 dE.$$

$F_1$  і  $F_2$  - розподіли Фермі в обох провідних областях;  $T_t$  - ймовірність тунелювання.

В припущенні параболічної форми енергетичних зон і ізотропної електронної ефективної маси  $m^*$  маємо простіший вид:

$$J = \frac{m^* q}{2\pi^2 \hbar^3} \iint T_t dE_{\perp} dE.$$

де  $E_{\perp}$  і  $E$  - поперечна і повна кінетичні енергії електронів в напівпровіднику.

Межами інтегрування по  $E_{\perp}$  є нуль і  $E$ , а межами інтегрування по  $E$  слугують два рівні Фермі. Ймовірність тунельного струму через прямокутний бар'єр з ефективною висотою  $q\phi_T$  і шириною  $d$  (Рис.б) має вид:

$$T_t \approx \exp[-2(2m^* / \hbar^2)^{1/2} (q\phi_T)^{1/2} d] \approx \exp(-\alpha_T^{1/2} d).$$

де постійна  $\alpha_T \approx 1$ , якщо ефективна маса в діелектрику рівна масі вільного електрона і якщо значення  $\phi_T$  і  $d$  вимірюються відповідно у вольтах і ангстремах.

2. Прикладання до металу малої від'ємної напруги (Рис.в) приведе до тунелювання електронів із металу на вільні стани в валентній зоні напівпровідника. Як видно з рис. д, збільшення напруги  $-V$  приводить до збільшення ефективної висоти бар'єра, через який електрони тунелюють з металу на порожні стани в валентній зоні, а відповідно, до появи спадаючої ділянки на вольт-амперній характеристиці (при умові  $qV_C < qV$  (рис.а)).

Однак вклад в струм може вносити і компонента іншої природи, обумовлюючи тунелювання електронів з більшими енергіями з металу на порожні поверхневі стани, де ці електрони будуть рекомбінувати з дірками з валентної зони. Оскільки висота бар'єру для такого тунелювання зменшується з ростом зміщення, вольт-амперна характеристика цієї компоненти струму буде монотонно зростаючою.

Нарешті при подальшому збільшенні зміщення з'являється третя, дуже швидко наростаюча компонента тунельного струму, обумовлена переходом носіїв з металу в зону провідності напівпровідника (рис. д).

### Розглянемо тунелювання в структурі з напівпровідником $n^{++}$ типу.

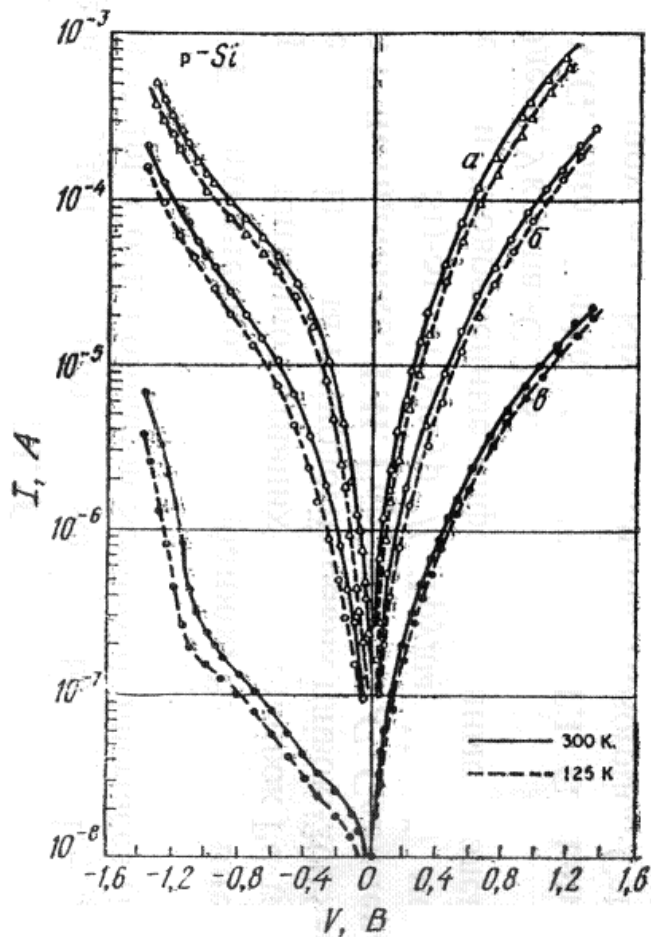
Ефективна висота діелектричного бар'єра у випадку напівпровідника  $n^{++}$  типу (рис.е) повинна бути меншою, ніж у випадку напівпровідника  $p^{++}$  типу, а відповідно, повинна бути більшою і величина тунельного струму.

1. При від'ємній напрузі на металі електрони тунелюють із металу на порожні стани в зоні провідності напівпровідника, що приводить до великого, швидко зростаючого струму (рис.ж).

2. Мала позитивна напруга на металі приводить до підсилення тунелювання електронів з зони провідності напівпровідника в метал (рис.з). Якщо поверхневі стани заповнені електронами, захопленими з зони провідності, подальше збільшення напруги приведе до росту другої компоненти струму, обумовленої тунелюванням електронів з поверхневих станів в метал. Ця компонента струму зростає зі збільшенням напруги внаслідок зменшення ефективного діелектричного бар'єра (рис.і). При більших напругах, крім того, виявляється можливим тунелювання з валентної зони в метал. Однак вклад цієї компоненти струму в повну вольт-амперну характеристику невеликий через відносно велику висоту бар'єра (рис.к).

Таким чином, вплив зонної структури напівпровідника на тунельні характеристики МДН структур з підкладками  $n^{++}$  типу виявляється значно більш слабким, ніж у випадку структур  $p^{++}$  типу.

Окисли, які вирощені в атмосфері сухого кисню (крива *a*), у вологій атмосфері (крива *б*) і у вологій атмосфері з послідуєчим 30-хвилинним відпалом при  $350^{\circ}\text{C}$  в атмосфері  $\text{H}_2$  (крива *в*). Зонна структура напівпровідника краще проявляється на вольт-амперних характеристиках, що зняті при від'ємних напругах. Видно, що струм відносно повільно наростає при збільшенні напруги до значення  $V \approx -1$  В, після чого швидкість зростання струму збільшується. Ця напруга відповідає ширині забороненої зони кремнію при сильному легуванні, яке приводить до утворення хвостів густини станів поблизу країв зон.

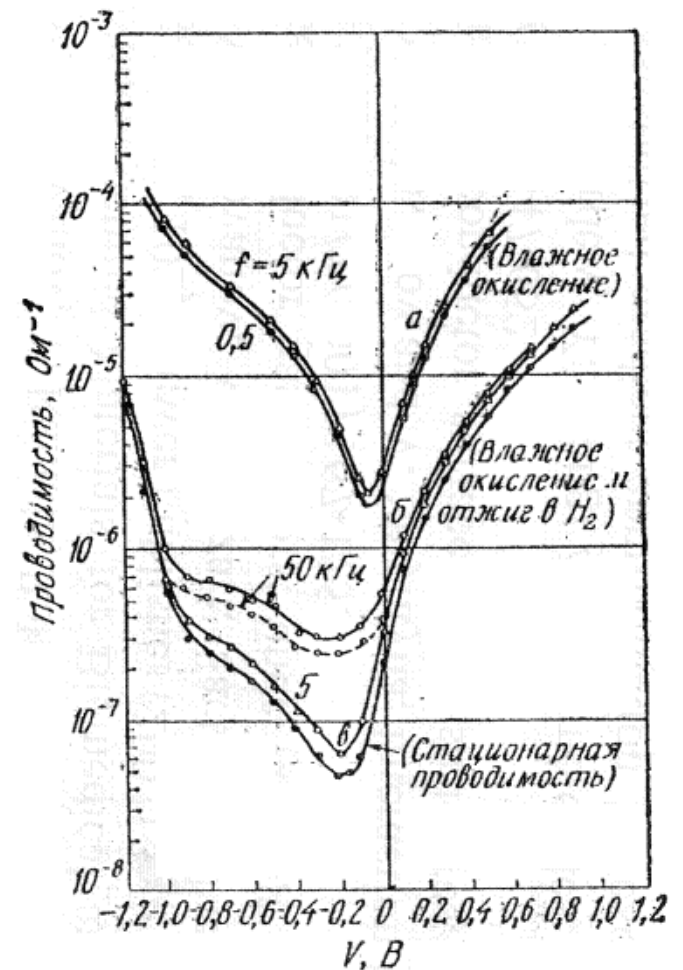


Очевидно, що від'ємний опір, який передбачався при малих від'ємних напругах, як говорилось вище, маскується тунелюванням електронів з металу на поверхневі стани. Криві *a*, *б* принципово не відрізняються від кривих *в*, однак для них характерні суттєво високі значення струмів при напругах, що відповідають забороненій зоні ( $-1.1 \text{ В} < V < 0$ ). Якщо допустити, що величина струму в цьому діапазоні напруг пропорційна густині поверхневих станів, то звідси слідує висновок про зростання густини поверхневих станів на один-два порядки при відмові від водневого відпалу у випадку вологого окислення або при вирощуванні окисла в атмосфері сухого кисню.

Вольт-амперні характеристики трьох зразків на кремнієвій  $p^{++}$ -підкладці з шаром окислу товщиною 2 нм, створеного різними способами. Характеристики виміряні при кімнатній температурі (300 К) показані суцільними лініями, а виміряні при температурі рідкого азоту (125 К) – штриховими лініями.

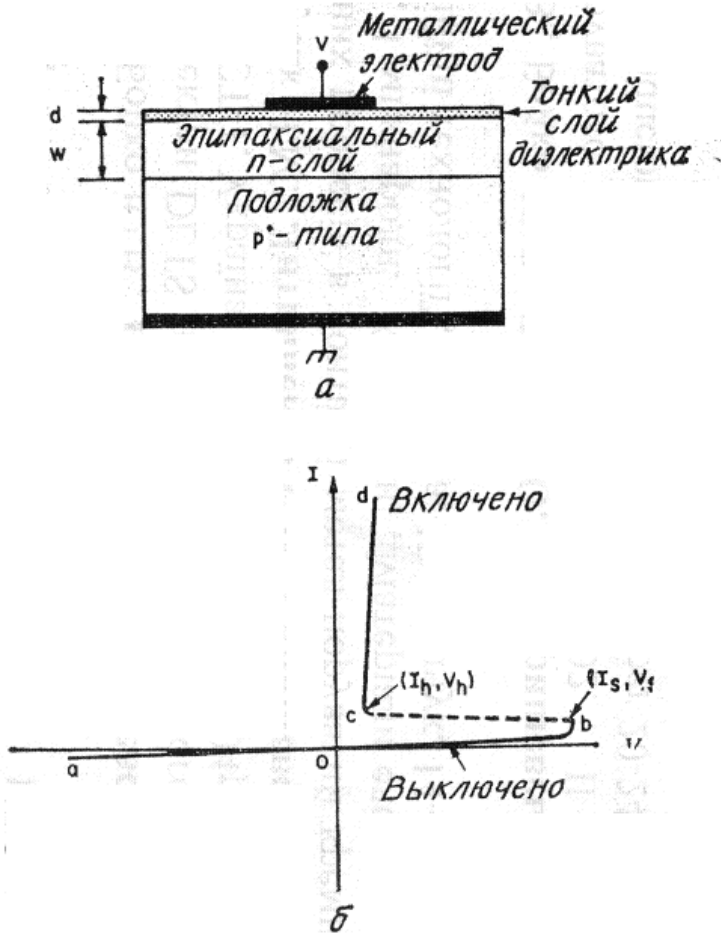
Цей висновок якісно узгоджується з експериментальними даними, отриманими при вивченні густини поверхневих станів, які виникають при аналогічних способах вирощування окислів великої товщини ( $d \approx 10 \text{ нм}$ ).

Вплив зонної структури напівпровідника і густини поверхневих станів на характеристики тунелювання в стаціонарних умовах виявляється ще більш яскраво вираженим на залежності провідності від напруги. Ліві гілки кривих при  $V < -1.1$  В відповідають тунелюванню електронів із металу в зону провідності; праві гілки при  $V > 0$  відповідають тунелюванню із валентної зони в метал. Мінімум провідності при малих від'ємних напругах є результатом суперпозиції двох компонентів струму (рис.г). Очевидно, що очікувана від'ємна провідність, яка пов'язана з першою компонентою струму, компенсується більшою позитивною провідністю, пов'язану з протіканням струму через поверхневі стани.

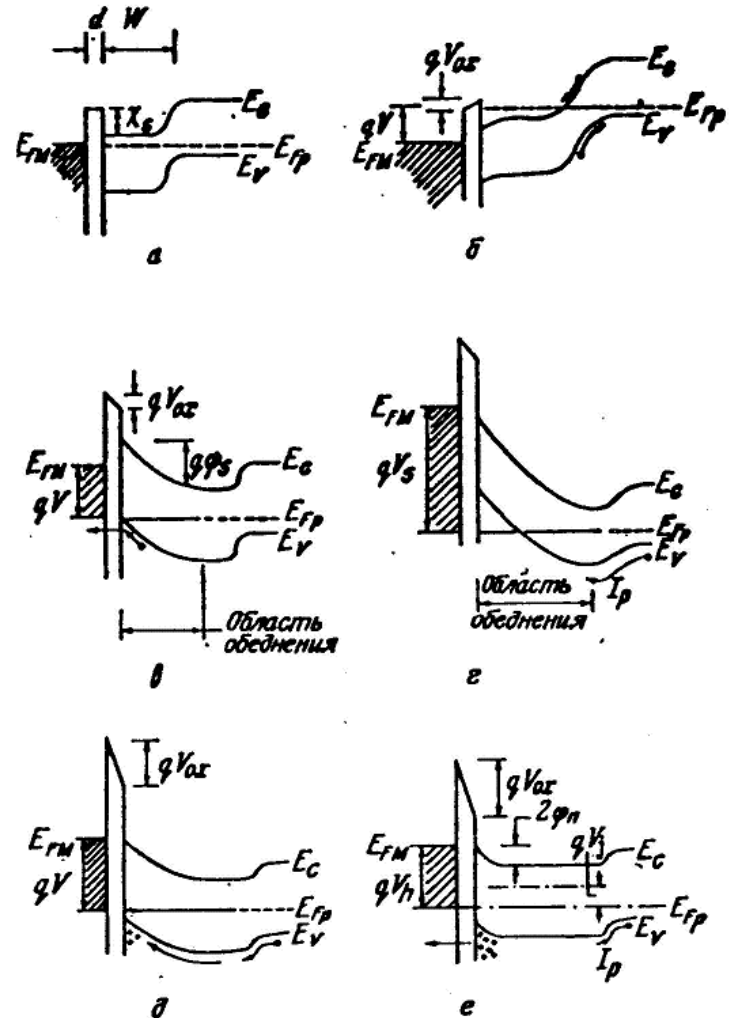


Залежності провідності від напруги, що виміряні при різних частотах. Крива для стаціонарної провідності отримана за допомогою диференціювання I-V кривих ((300 К) показані суцільними лініями, а виміряні при температурі рідкого азоту (125 К) – штриховими лініями).

# Переклю́чаючий МДН діод



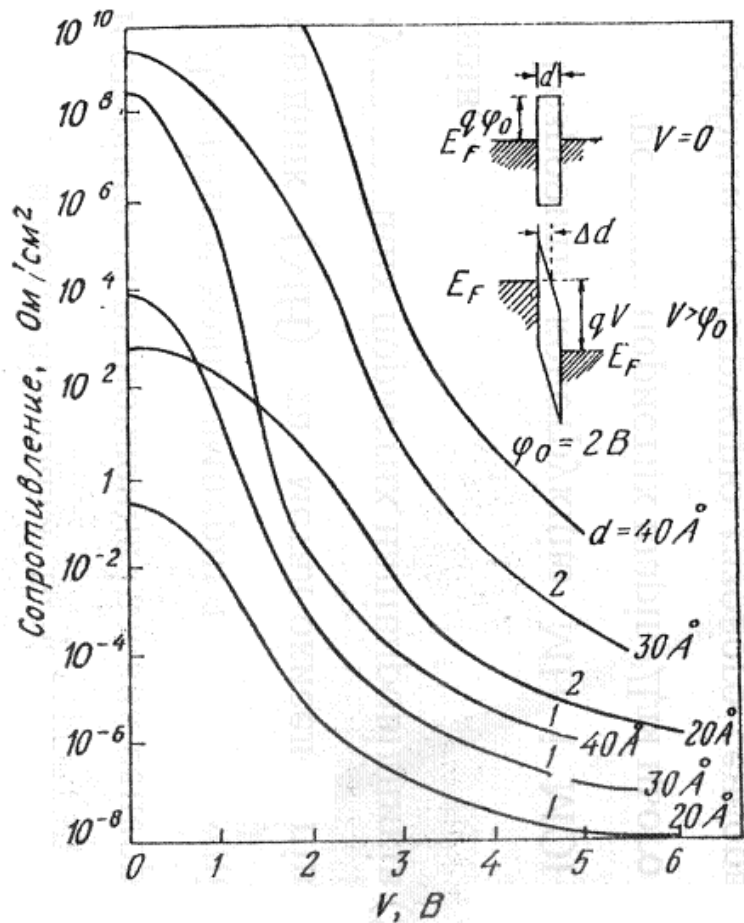
Переклю́чаючий МДН-діод (а) і його S-подібна вольт-амперна характеристика (б).



Енергетичні діаграми переклю́чаючого МДН-діода при різних напругах.



# Тунельний МДМ діод



$$J = \frac{4\pi q m^*}{\hbar^3} \iint T_t [F(E) - F(E + qV)] dE_{\perp} dE.$$

При  $T=0$

$$J = J_0 [\bar{\phi} \exp(-A\sqrt{\bar{\phi}}) - (\bar{\phi} + V) \exp(-A\sqrt{\bar{\phi} + V})],$$

$$J_0 \equiv q^2 / [2\pi\hbar(\Delta d)^2],$$

$$A \equiv 4\pi(\Delta d)\sqrt{2qm/h}$$

Залежність тунельного опору симетричної МДМ-структури від напруги. На вставці показані зонні діаграми при  $V=0$  і при  $V > \phi_0$ .

При  $0 \leq V \leq \varphi_0$ ,  $\Delta d = d$ ,  $\varphi^- = \varphi_0 - V/2$  густина струму рівна

$$J = J_0 [(\varphi_0 - V/2) \exp(-A\sqrt{\varphi_0 - V/2}) - (\varphi_0 + V/2) \exp(-A\sqrt{\varphi_0 + V/2})].$$

При  $V > \varphi_0$  маємо  $\Delta d = d\varphi_0/V$ ,  $\varphi = \varphi_0/2$  і густина струму рівна

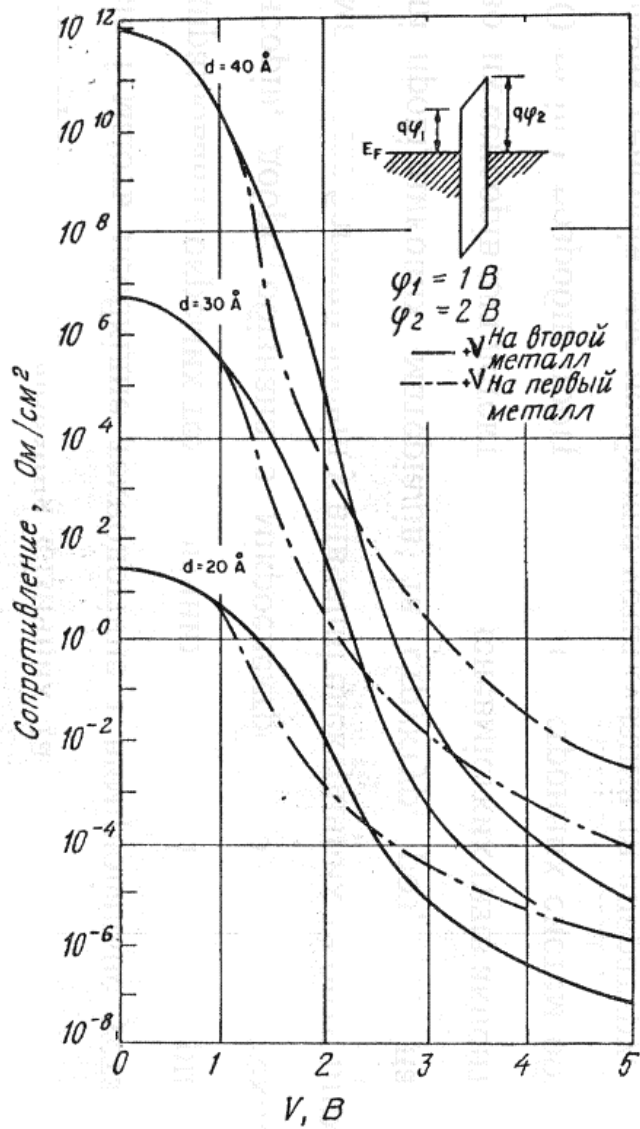
$$J = \frac{q^2 E^2}{4\pi\hbar\varphi_0} [\exp(-E_0/E) - (1 + 2V/\varphi_0) \exp(-E_0\sqrt{1 + 2V/\varphi_0}/E)].$$

$E = V/d$  – електричне поле в діелектрику.

$$E_0 \equiv \frac{8}{3} \sqrt{q\pi} (\varphi_0)^{3/2}.$$

При дуже великих напругах, таких, що  $V > (\varphi_0 + E_F/q)$ , другим доданком в квадратних дужках можна знехтувати, і тоді отримуємо відому **формулу Фаулера-Нордгейма**.





При низких напряжениях  $0 < V < \varphi_1$  величины  $\Delta d$  і  $\varphi^-$  рівні  $d$  і  $(\varphi_1 + \varphi_2 - V)/2$  і не залежать від полярності напруги. При цьому від полярності не залежить і вольт-амперна характеристика.

При великих напругах  $V > \varphi_2$  середня висота бар'єру  $\varphi^-$  і ефективна довжина тунелювання  $\Delta d$  починають залежати від полярності.

Залежність тунельного опору асиметричної МДМ-структури від напруги. На вставці показані зонні діаграми при  $V=0$ .

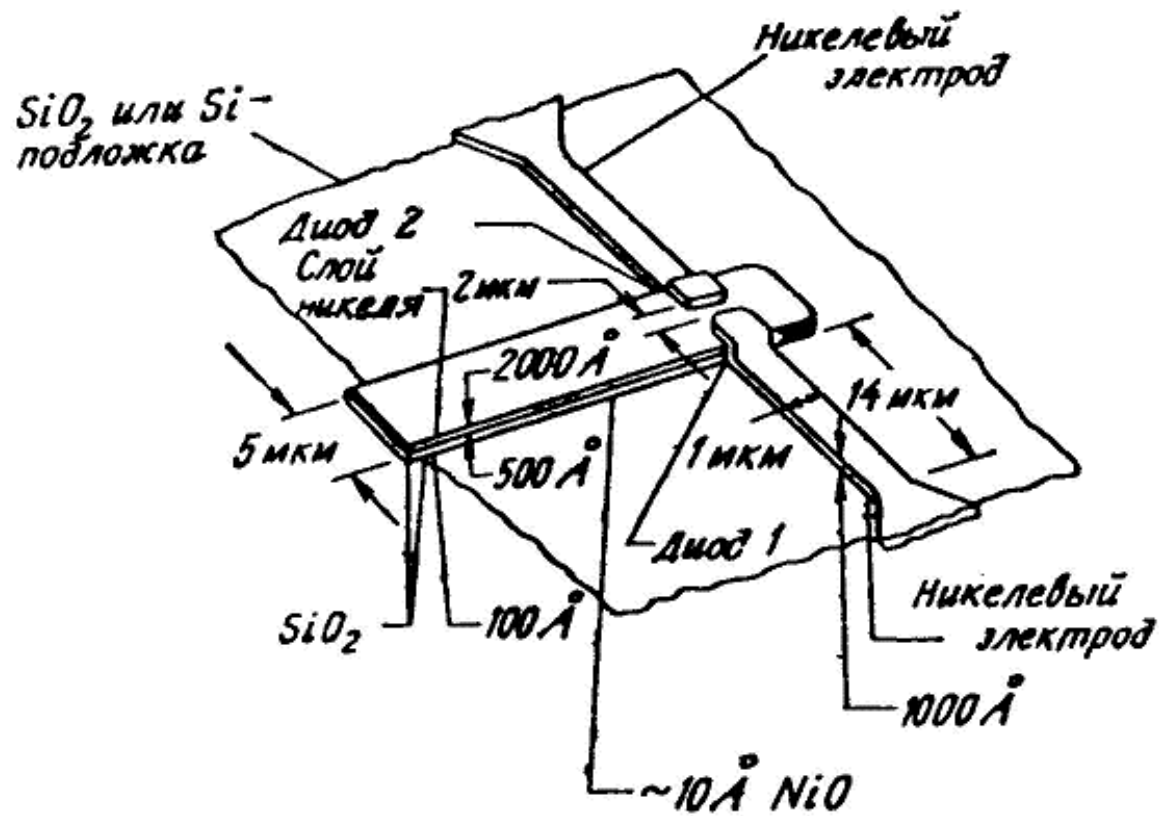
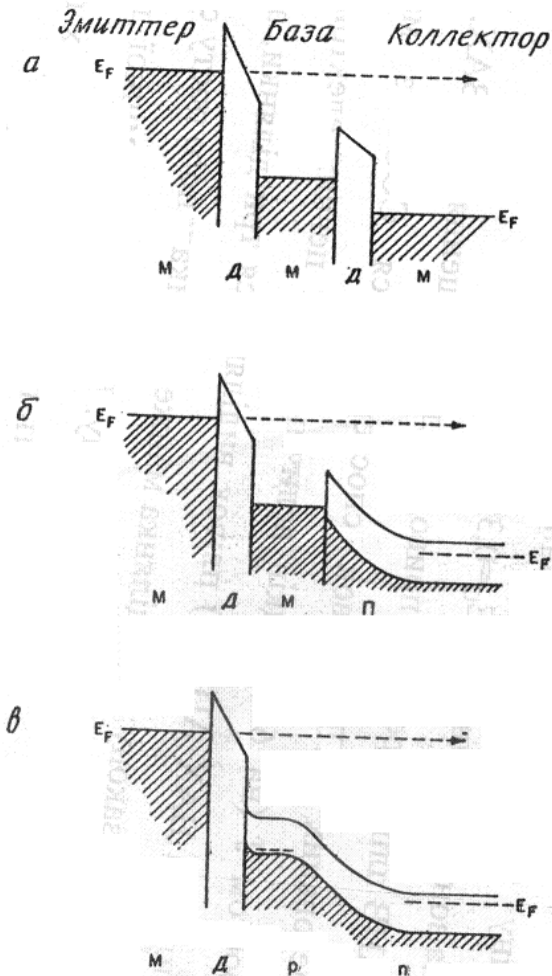
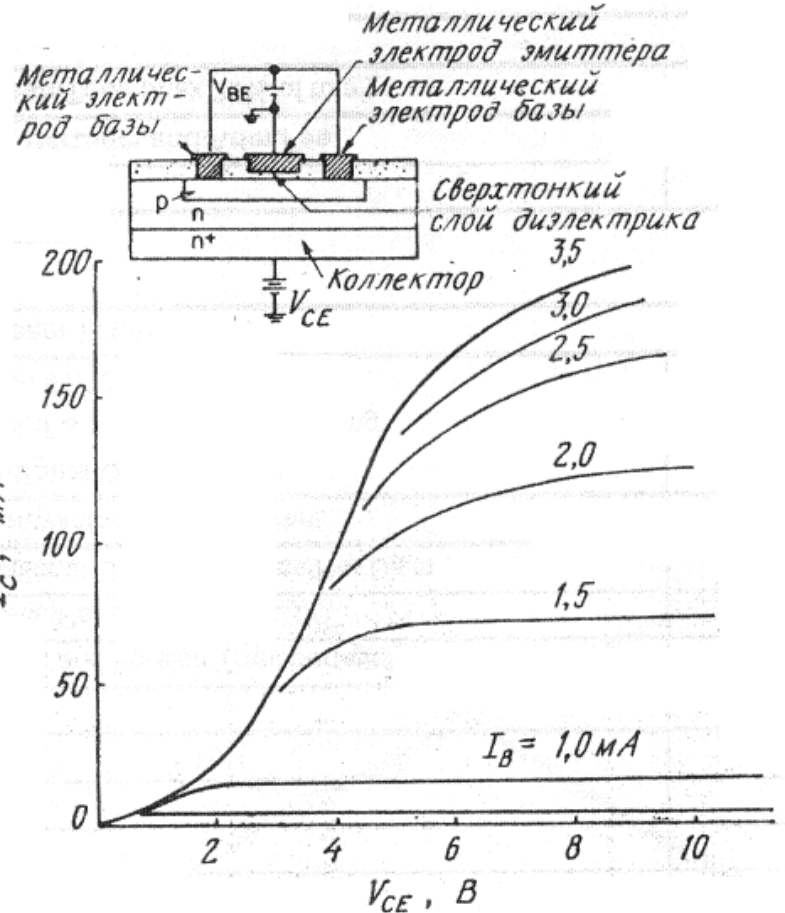


Схема крайового MOM- диода.

# Тунельний транзистор

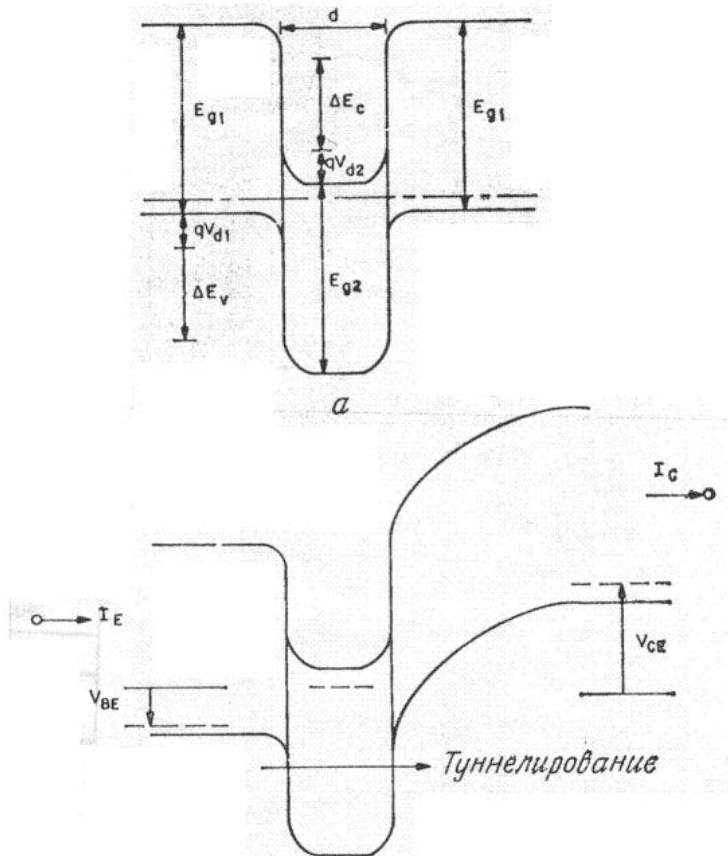


Тунельний МДМДМ-транзистор (а), тунельний МДМН-транзистор (б) і тунельний МД (p-n) –транзистор (в).

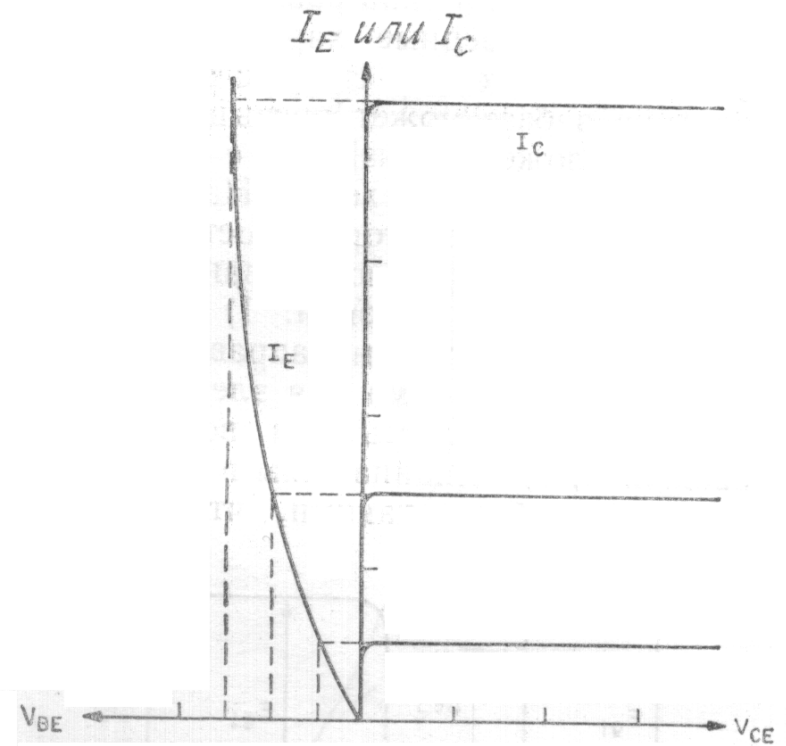


Вольт-амперні характеристики колектора тунельного МД (p-n) –транзистора. На вставці показана діаграма поперечного перерізу приладу.

# Тунельний транзистор (гетероперехідний)



Енергетичні діаграми транзистора з тунельно-тонкою базою в стані теплової рівноваги (а) і при напрузі (б).



Залежність струму емітера і струму колектора від напрузі на базі і колекторі.

**Дякую за увагу!**

# ОСНОВИ НАПІВПРОВІДНИКОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

## Лекція 12

### Лавинно-пролітні діоди Інжекційно-пролітні діоди

**Анатолій Євтух**

*Інститут високих технологій  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка*

1. Лавинно-пролітний діод (ЛПД).

Impact ionization avalanche transit time (IMPATT).

2. Інжекційно-пролітний діод (ІПД).

Barrier injection transit time (BARITT).

3. Двохшвидкісний пролітний діод (ДШПД).

Double velocity transit time (DOVETT).

(Швидкість носіїв біля одного контакту значно менша ніж біля другого).

4. Пролітний діод з захопленням об'ємним зарядом лавини.

(В режимі великого сигналу лавинний процес починається в області високого поля, а потім швидко розповсюджується на весь зразок, в результаті чого останній заповнюється високопровідною електронно-дірковою плазмою, просторовий заряд якої знижує напругу на діоді до дуже малих величин. Так як плазма не може бути швидко виведена з приладу, цей режим роботи названий режимом з захопленням об'ємним зарядом лавини).

# Лавинно-пролітний діод

**Принцип роботи лавинно-пролітних діодів (ЛПД)** оснований на виникненні від'ємного опору в діапазоні надвисоких частот, яке обумовлено процесами лавинного помноження носіїв і їх прольоту через напівпровідникову структуру.

Поява від'ємного опору обумовлена часовим запізненням цих двох процесів, що приводить до **фазового зсуву** між струмом і напругою.

«Лавинне запізнення» виникає за рахунок кінцевого часу наростання лавинного струму, а «пролітне запізнення» - за рахунок кінцевого часу проходження носіями області дрейфу.

Опір діода від'ємний на деякій частоті, якщо сума цих часів рівна півперіоду коливання.

ЛПД є одним з самих потужних твердотільних джерел НВЧ коливань. ЛПД може генерувати в неперервному режимі найбільшу потужність в діапазоні частот, що відповідають міліметровим довжинам хвиль (тобто більше 30 ГГц).

Труднощі при роботі ЛПД в зовнішньому ланцюгу:

- 1) високий рівень шуму;
- 2) необхідність ретельного розрахунку ланцюгів (щоб уникнути розузгодження або навіть перегорання діоду, оскільки реактивність велика і сильно залежить від амплітуди осциляцій).

**ІМРАТТ** – impact ionization avalanche transit time



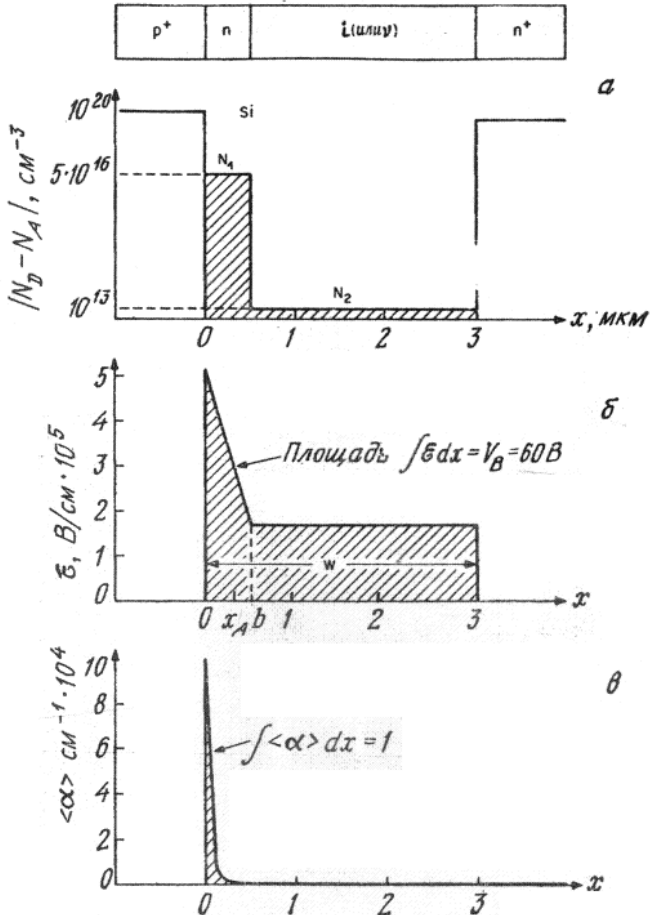
# Основними представниками сімейства лавинно-пролітних діодів є:

1. Діод Ріда.
2. Асиметричний різкий р-n перехід.
3. Симетричний р-n перехід (діод з двома дрейфовими областями).
4. Діод з двохшаровою базою.
5. Діод з трьохшаровою базою (модифікований діод Ріда).
6. Р-і-n діод.

# Лавинно-пролітний діод

## Діод Ріда

Диод Риды



В діоді Ріда область лавинного помноження розміщена на одному кінці відносно високоомного шару, що служить дрейфовим пролітним простором для генерованих носіїв заряду.

$p^+ - n - i - n^+$

$n^+ - p - i - p^+$

Ефективний коефіцієнт ударної іонізації:

$$\langle \alpha \rangle \equiv \alpha_n \exp\left[-\int_x^W (\alpha_n - \alpha_p) dx'\right]$$

де  $\alpha_n$  і  $\alpha_p$  - коефіцієнти ударної іонізації електронів і дірок відповідно і  $W$  - ширина збідненої області.

Умова лавинного пробою:

$$\int_0^W \langle \alpha \rangle dx = 1.$$

Розподіл домішок (а), напруженості електричного поля (б) і ефективного коефіцієнта іонізації (в) при пробої в  $p^+ - n - i - n^+$  - діоді Ріда.

Через сильну залежність коефіцієнтів ударної іонізації від напруженості електричного поля область лавинного помноження сильно локалізована, тобто практично весь процес помноження носіїв відбувається в вузькому шарі високого поля від 0 да  $x_A$ , де  $x_A$ - ширина **області помноження**.

Падіння напруги на області помноження-  $V_A$ .

Оптимальна густина струму і максимальний ККД лавинно-пролітних діодів сильно залежать як від  $x_A$ , так і від  $V_A$ .

Шар поза областю помноження ( $x_A \leq x \leq W$ ) називається **областю дрейфа**.

**Існують два граничні випадки розподілу домішки в діоді Ріда.**

1. Якщо відсутня область з концентрацією домішки  $N_2$ , то маємо різкий  $p^+ - n$  перехід.
2. Якщо відсутня область з концентрацією  $N_1$ , то діод Ріда вироджується в  $p - i - n$  діод (діод Місави).

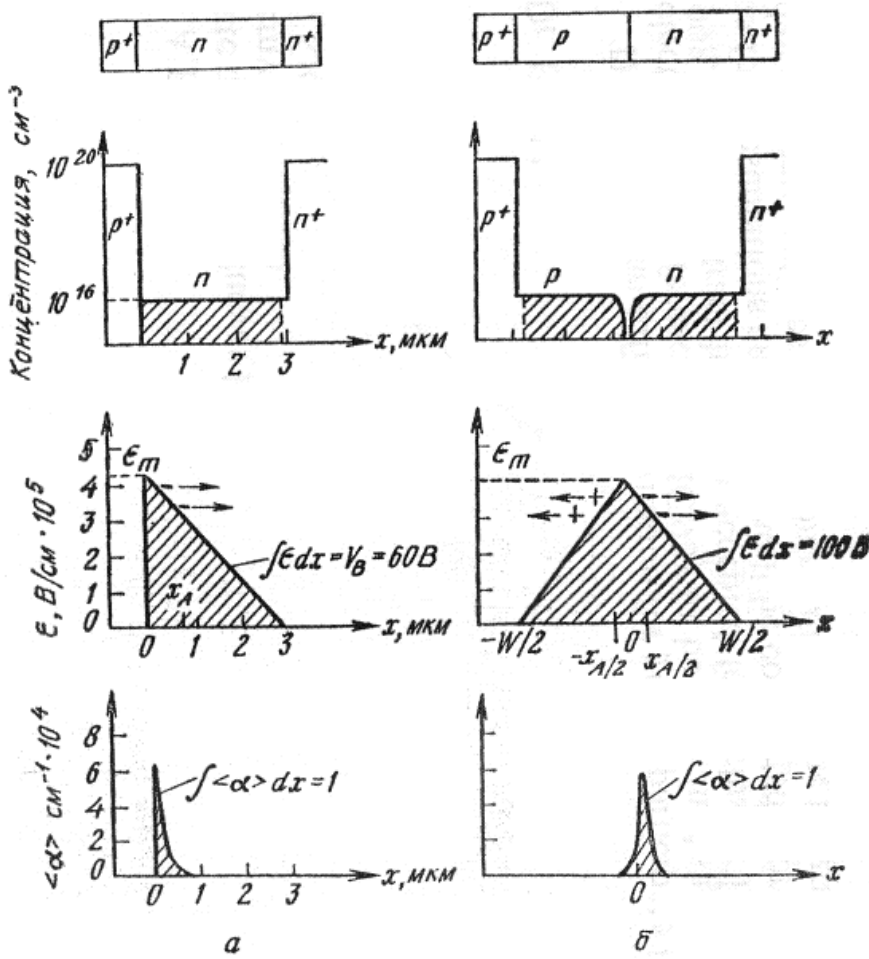
У випадку кремнієвого діода з симетричним різким  $p - n$  переходом область помноження розміщена поблизу центра збідненої області. Невелика асиметрія коефіцієнту ударної іонізації по відношенню до точки, в якій напруженість електричного поля максимальна, пов'язана з тим, що в кремнії  $\alpha_n$  і  $\alpha_p$  сильно різняться. Якщо  $\alpha_n \approx \alpha_p$ , як це має місце в GaP, ефективний коефіцієнт іонізації

$$\langle \alpha \rangle = \alpha_n = \alpha_p,$$

і область лавинного помноження симетрична по відношенню до точки  $x=0$ .

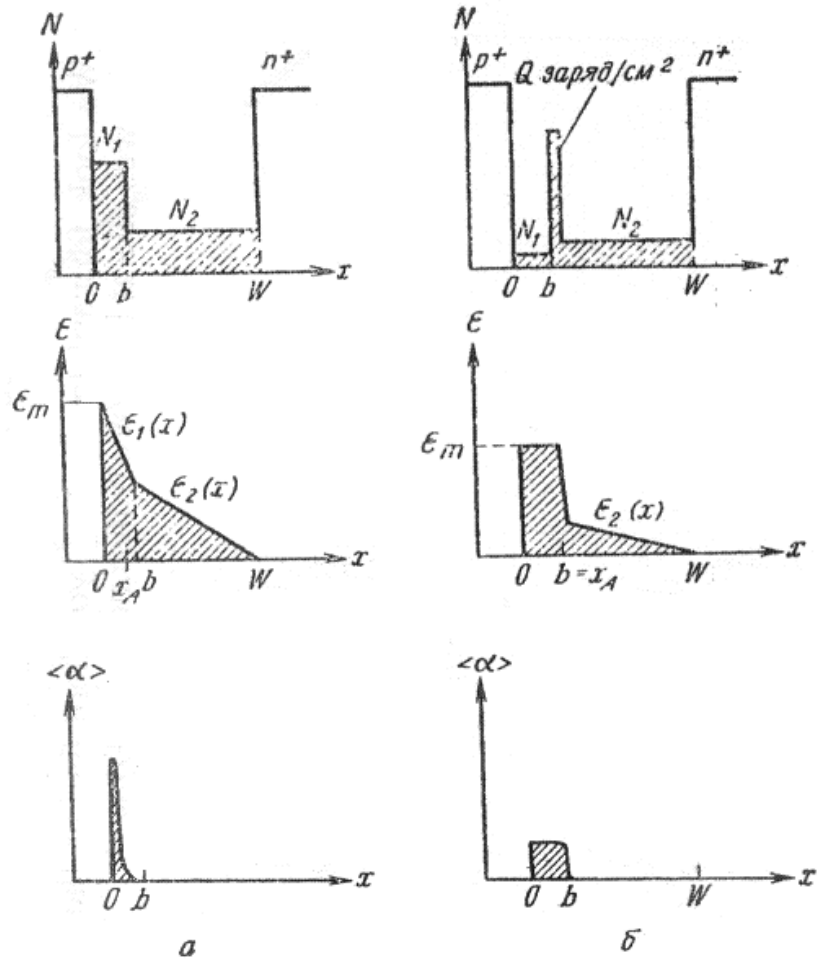
# Діод з асиметричним різьким p<sup>+</sup>-n переходом.

## Діод з симетричним різьким p-n переходом.



Розподіл домішок, напруженості електричного поля і ефективного коефіцієнта іонізації в діоді з асиметричним різьким p-n - переходом (діод з однією дрейфовою областю) (а) і в p<sup>+</sup>-p-n-n<sup>+</sup> - діоді з симетричним різьким p-n - переходом (діод з двома дрейфовими областями) (б).

# Діод Ріда з двохшаровою базою і трьохшаровою базою



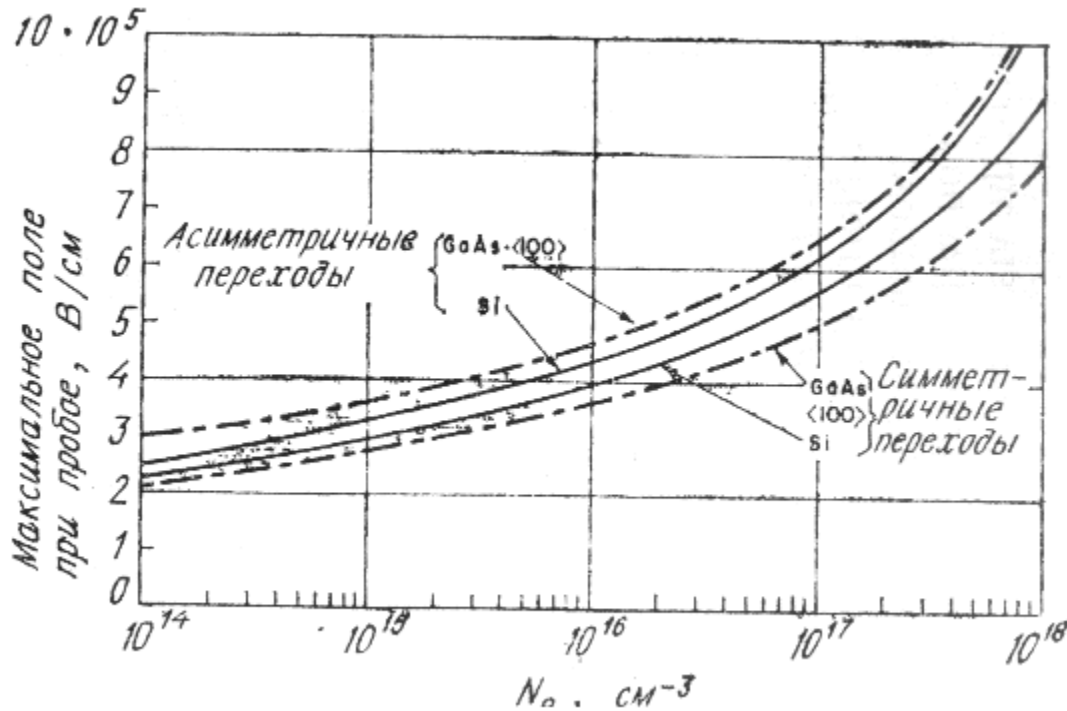
Модифікована структура Ріда – діод з двохшаровою базою, в якому концентрація  $N_2$  суттєво перевищує відповідну величину для діода Ріда.

Друга модифікація діода Ріда – діод з трьохшаровою базою. В діоді «згусток» заряду  $Q$  розташований в точці  $x=b$ . Оскільки достатньо висока напруженість електричного поля залишається постійною між точками  $x=0$  і  $x=b$ , то максимальне поле може бути меншим, ніж в діоді з двохшаровою базою.

В р-і-п діодах електричне поле однорідне у всій і-області при малих струмах. В цьому випадку область лавинного помноження відповідає всій ширині шару власної концентрації.

Розподіл домішок, напруженості електричного поля і ефективного коефіцієнта іонізації в в модифікованих діодах Ріда: з двохшаровою базою (а) і з трьохшаровою базою (б).

# Напруга пробою



Максимальна напруженість електричного поля при пробої як функція концентрації для асиметричних і симетричних різьких переходів з Si і GaAs.

Асиметричні різькі p-n переходи:

$$V_b = \frac{1}{2} E_m W.$$

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s (V_{bi} + V)}{qN_B}}.$$

Симетричні різькі p-n переходи:

$$V_b = \frac{1}{2} E_m W = \frac{\epsilon_s E_m^2}{qN_B}.$$

$$W = \frac{12\epsilon_s V_{bi}}{qa}.$$

Напруга пробою і ширина збідненої області в діоді Ріда і діоді з двошаровою базою:

$$V_B = (E_m - \frac{qN_1 b}{2\epsilon_s})b - \frac{1}{2} (E_m - \frac{qN_2 b}{2\epsilon_s})(W - b),$$

$$W = \frac{\epsilon_s E_m}{qN_2} - b \left( \frac{N_1}{N_2} - 1 \right).$$

Напруга пробою і ширина збідненої області в діоді з трьохшаровою базою:

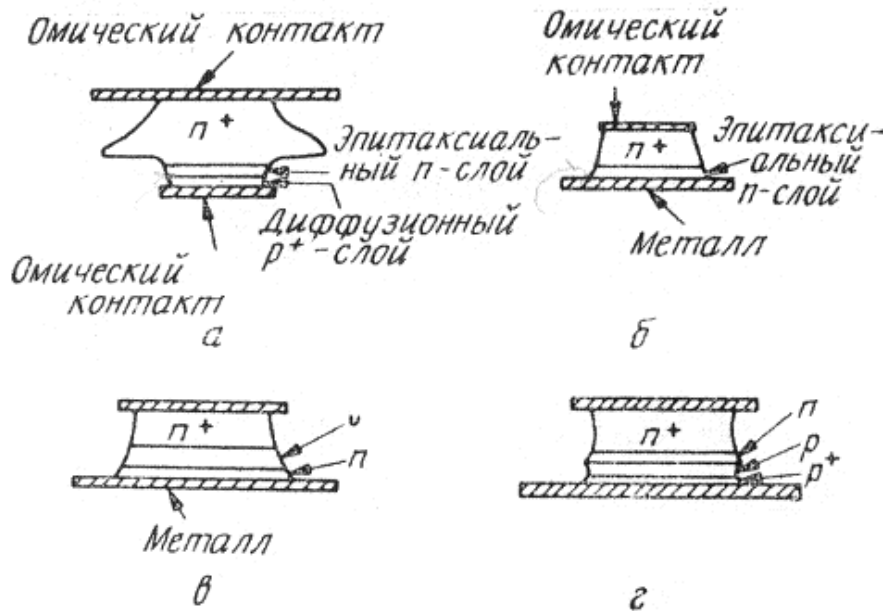
$$V_B = E_m b + \frac{1}{2} \left( E_m - \frac{qQ}{\varepsilon_s} \right) (W - b),$$

$$W = \frac{\varepsilon_s}{qN_2} \left( E_m - \frac{qQ}{\varepsilon_s} \right) + b.$$

Оскільки напруженість електричного поля приблизно постійна при  $0 \leq x \leq b$ , ефективний коефіцієнт ударної іонізації  $\langle \alpha \rangle = 1/b$ . Максимальну напруженість електричного поля можна знайти, якщо відома залежність коефіцієнта іонізації від поля.

# Конструкція приладу

Лавинно-пролітні діоди зазвичай конструюються так, щоб вихідна потужність і ККД були максимальні.



Структура деяких ЛПД.

а – діод створений за допомогою дифузії або подвійної епітаксії; б – бар'єр Шотткі; в – діод з двохшаровою базою; г – діод з двома областями дрейфу створений за допомогою іонної імплантації.

Діодна структура, яка зображена на рис.а, отримана за допомогою подвійної епітаксії або дифузії в епітаксійний шар. Для зниження послідовного опору використовують  $n^+$  підкладку. Товщину епітаксійного шару слід контролювати, щоб при пробі була відсутня область не змикання. При роботі на високих частотах навіть підкладка  $n^+$  типу повинна бути досить тонкою (порядку декілька мікрометрів), щоб знизити втрати і вплив неоднорідностей через скін-ефект.



На **рис.б** показаний *ЛПД з бар'єром Шотткі*, який являє собою випрямляючий контакт метал-напівпровідник. Не дивлячись на те, що розподіл електричного поля в структурах, показаних на **рис.а** і **б** ідентичний, діод з бар'єром Шотткі має **ряд переваг**. По-перше, напруженість електричного поля максимальна на металургійній границі розділу, і тому тепло, що виділяється легко виводиться через металічний контакт. Діод може бути виготовлений у формі зрізаного конуса (**рис.б**) з метою зниження впливу крайових ефектів, пов'язаних з великою напруженістю електричного поля, і отримання однорідної області пробою. По-друге, діод з бар'єром Шотткі можна створити при відносно низьких температурах, при яких не відбувається порушення високоякісної структури епітаксійного шару. Однак такі діоди мають суттєвий недолік. Справа в тому, що в присутності електронів і дірок високих енергій атоми напівпровідника можуть хімічно діяти на метал, що приводить до погіршення характеристик контакту.

Бар'єр Шотткі можна також використовувати в *модифікованому діоді Ріда*, якщо замість  $p^+$  шару нанести металічний контакт (**рис.в**). Оскільки в бар'єрах Шотткі головну роль грають основні носії, ефект накоплення неосновних носіїв, який має місце в звичайних структурах Ріда, тут несуттєвий, а ККД може бути навіть вищим.

Використовуючи модифіковані структури Ріда, можна отримати значно більші ККД в порівнянні зі звичайними діодами з постійним профілем домішки. Однак при виготовленні модифікованих діодів Ріда вимагається більш строгий контроль профілю домішки, щоб отримати прилад з заданою частотною характеристикою.

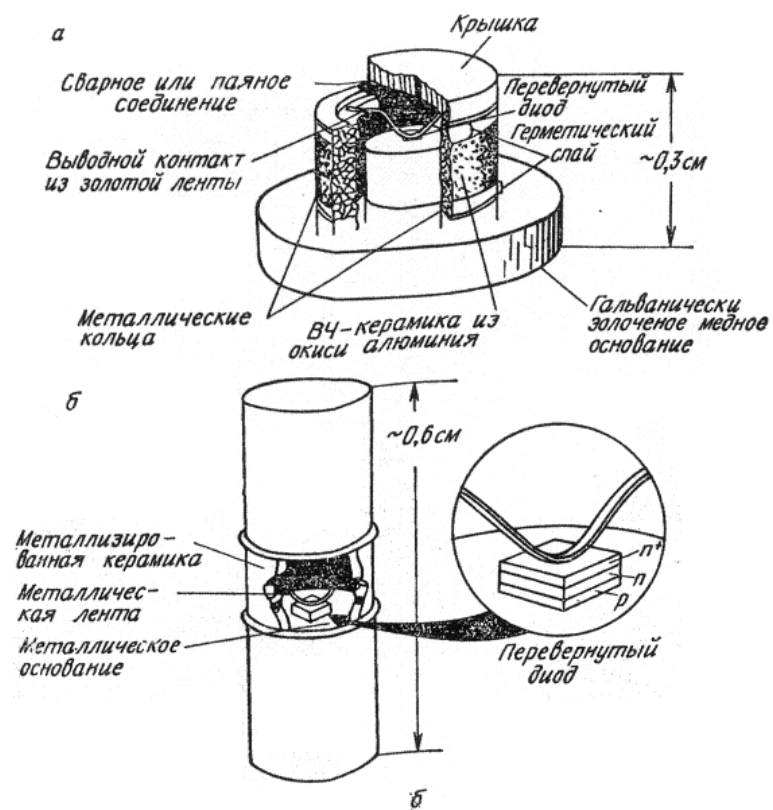
Метод самообмеженого анодного травлення використовується для зменшення товщини високолегованого шару (в діоді з двошаровою базою) і низьколегованого шару (в діоді з трьохшаровою базою) з метою отримання оптимальної напруги пробою (тобто робочої частоти).

В більшості бар'єрів Шотткі на GaAs висота бар'єра велика, а зворотній струм насичення малий. Однак платина реагує з арсенідом галію при робочих температурах, утворюючи PtAs<sub>2</sub> і викликаючи зміщення поверхні бар'єра. Це «в'їдання» платини в арсенід галію змінює напругу пробою і приводить до деградації приладу. Ефект можна контролювати, якщо нанести на підкладку шар платини товщиною 20-50 нм з послідовним нанесенням шару ртуті для обмеження реакції платини з арсенідом галію.

На рис.г показана структура діода створеного за допомогою методу іонної імплантації. У випадку бору чи фосфору, які найбільш часто використовуються при легуванні напівпровідників, глибина проникнення іонів становить 0.5 мкм/100 кеВ. Тому шар шириною 1 мкм можна легко отримати на установці для іонної імплантації з енергією іонів, рівною декільком сотням кілоелектронвольт. Такі джерела використовуються при виготовленні ЛПД, які працюють в діапазоні міліметрових довжин хвиль. До переваг цього методу слід віднести можливість виготовлення структур з двома дрейфовими областями (рис.г), в яких вихідна потужність і імпеданс, віднесені до одиниці площі, приблизно в два рази більші. Тому очікується, що такі структури будуть генерувати більші вихідні потужності з більш високими ККД.

ЛПД можуть бути виготовлені методом молекулярно-променевої епітаксії. Оскільки при цьому можна контролювати рівень легування і товщину аж до атомних розмірів, допускається, що даний метод виявиться досить корисним при створенні ЛПД, що працюють в міліметровому і субміліметровому діапазоні довжин хвиль.

Виготовлений діод зазвичай монтується в НВЧ корпус. Два типові корпуси показані на рис. В обох випадках діод кріпиться дифузійною областю або металічним електродом на мідний або алмазний тепло відвід для забезпечення ефективного охолодження переходу під час роботи.



Два НВЧ корпуси з поміщеними в них ЛПД.

# Зв'язок параметрів діода з частотою

З малосигнальної теорії можна отримати наближені співвідношення між різними параметрами діода і робочою частотою.

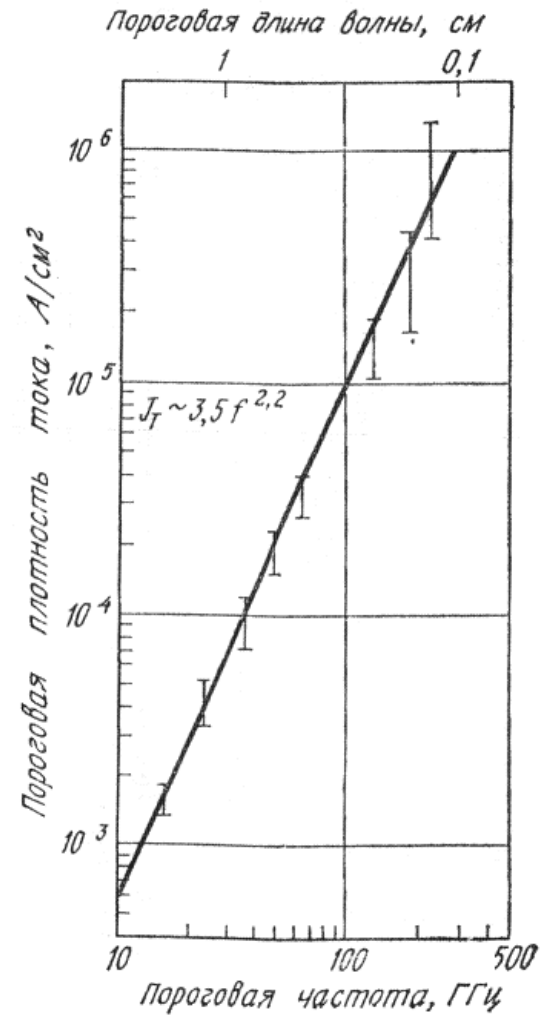
Оскільки ширина збідненої області  $W$  обернено пропорційна робочій частоті, площа приладу, пропорційна  $W^2$ , залежить по закону  $f^2$ .

Наближені співвідношення між параметрами ЛПД і робочою частотою.

Параметр	Залежність від частоти
Площа поперечного перерізу переходу, $A$	$f^2$
Густина постійного струму, $J$	$f$
Ширина збідненої області, $W$	$f^{-1}$
Напруга пробою, $V_B$	$f^{-1}$
Вихідна потужність, $P_{out}$	
- температурні обмеження	$f^{-1}$
- обмеження пов'язані з властивостями напівпровідників	$f^{-2}$
ККД, $\eta$	Не залежить

**Обмеження на вихідну потужність.** Допускається, що при низьких частотах коефіцієнт корисної дії буде дуже слабо залежати від частоти. Однак в діапазоні міліметрових довжин хвиль густини робочих струмів великі ( $\sim f$ ), а площа мала ( $f^2$ ), тому робоча температура діода висока. Підвищення температури в свою чергу приводить до збільшення оберненого струму насичення і зниження ККД. Крім того скін-ефект, тунельний та інші ефекти, які пов'язані з високими частотами і сильними електричними полями, також погіршують ККД. Отже, по мірі збільшення частоти слід очікувати зменшення ККД.

На рис. наведена залежність порогової густини струму, тобто мінімальної густини струму, при якій починається генерація, від частоти. Відмітимо, що порогова густина струму змінюється приблизно як квадрат частоти у відповідності з загальними висновками, зробленими вище.



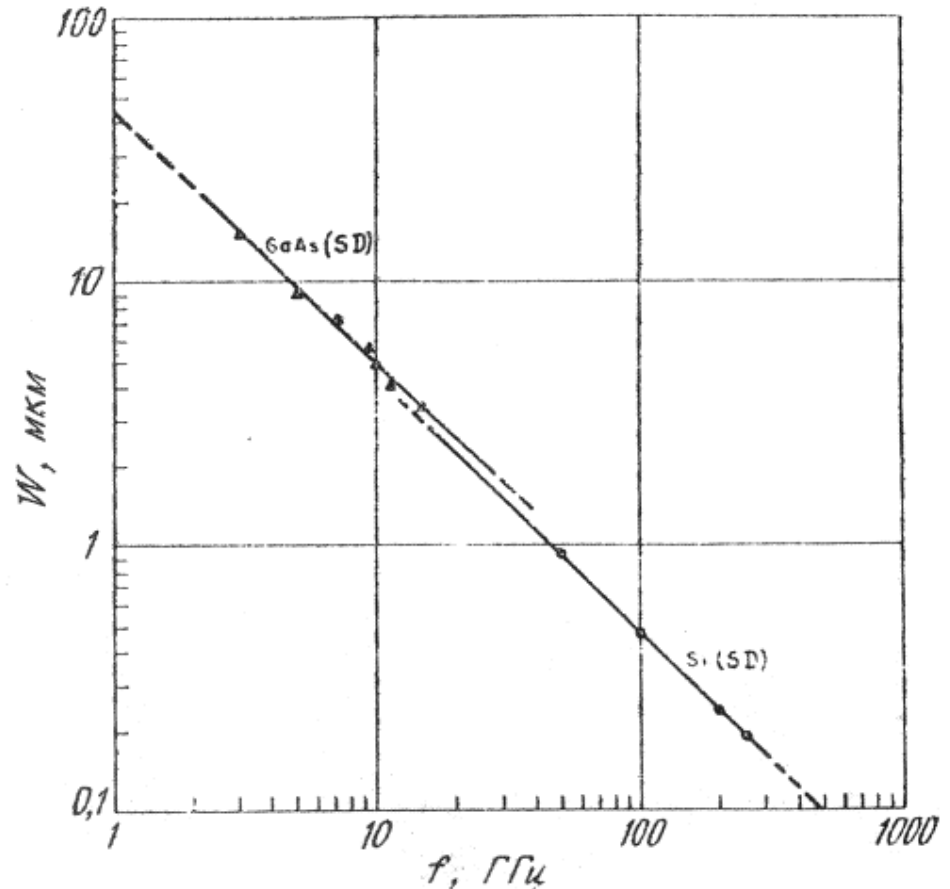
Залежність порогової частоти від густини струму.

# Зв'язок параметрів діода з частотою

Залежність оптимальної ширини збідненої області від частоти для ЛПД з кремнію і арсеніду галія приведена на рис.

Оптимальна ширина збідненої області змінюється обернено пропорційно частоті. При частотах вищих 100 ГГц ширина збідненої області менша 0,5 мкм.

Така мала ширина шару може дати уяву про труднощі, з якими приходиться зіштовхуватись при виготовленні *модифікованих діодів Ріда і діодів з двома дрейфовими областями*, які працюють в цьому діапазоні частот.



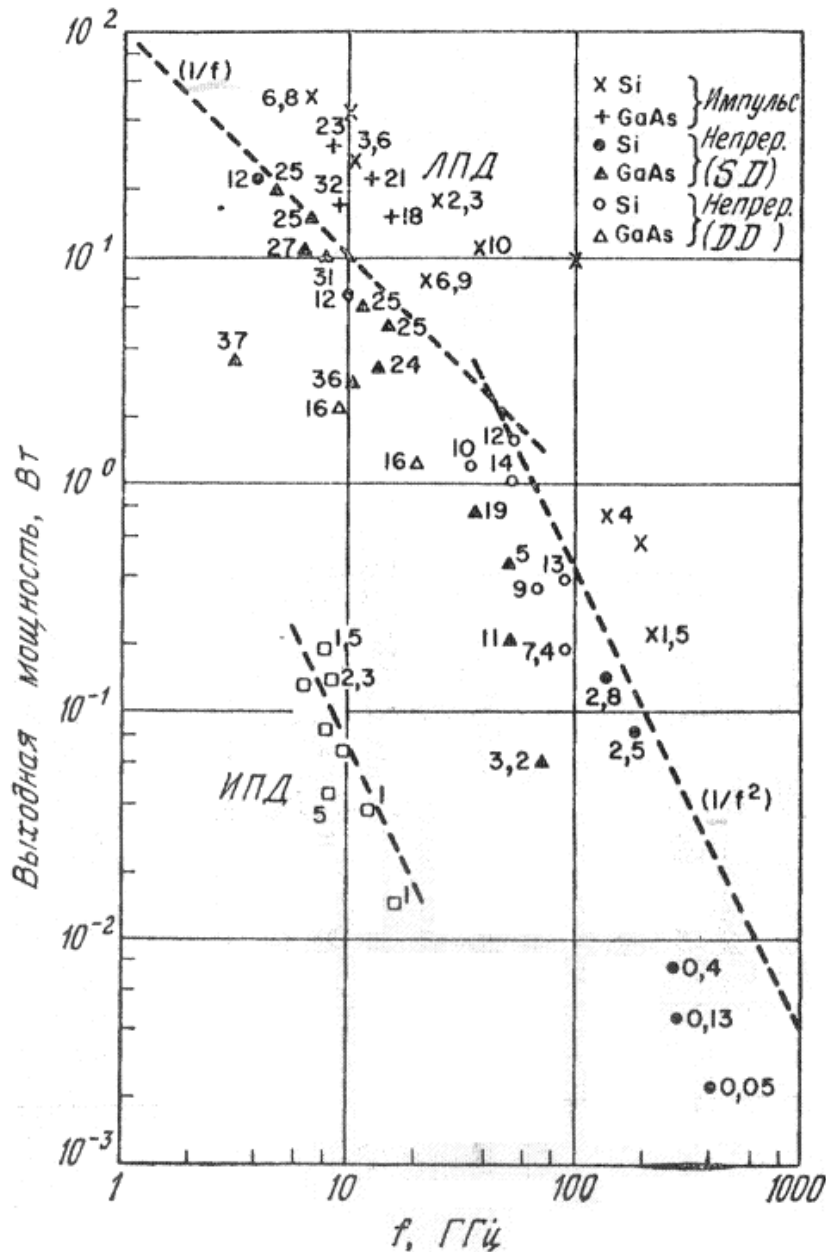
Залежність ширини збідненої області від частоти в Si і GaAs -ЛПД (SD - одна область дрейфа).

В даний час найбільша величина потужності на квадрат частоти отримана для *діодів з двома дрейфовими областями*.

Створений методами іонної імплантації кремнієвий *ЛПД з двома дрейфовими областями* в неперервному режимі генерує потужність вище 1 Вт при частоті 50 ГГц при максимальному ККД 14 %. Ці дані можна порівняти з характеристиками аналогічних *діодів з однією дрейфовою областю*, які генерують потужність 0.5 Вт при ККД 10 %.

Переваги діодів з двома дрейфовими областями обумовлені тим, що в цих діодах електрони і дірки, які генеруються в лавині, пролітаючи відповідні дрейфові області, здійснюють роботу проти сил високочастотного електричного поля. В діодах з однією дрейфовою областю використовується лише один тип носіїв.





При низьких частотах вихідна потужність обмежена тепловими ефектами і залежить від частоти як  $1/f$ , а при більш високих частотах (50 ГГц) потужність обмежена характеристиками носіїв і пропорційна  $1/f^2$ . На частотах, близьких до 10 ГГц, для модифікованих діодів з трьохшаровою базою і контактом отримані к.к.д., близькі до 40%. **ЛПД є найбільш потужним твердо тільним джерелом НВЧ коливань.** Із всіх твердо тільних приладів ЛПД можуть генерувати максимальну потужність в неперервному режимі в міліметровому діапазоні довжин хвиль.

Характеристики ЛПД і ИПД. Рядом з експериментальними точками вказані значення КПД у відсотках. SD – одна область дрейфа; DD – дві області дрейфа.

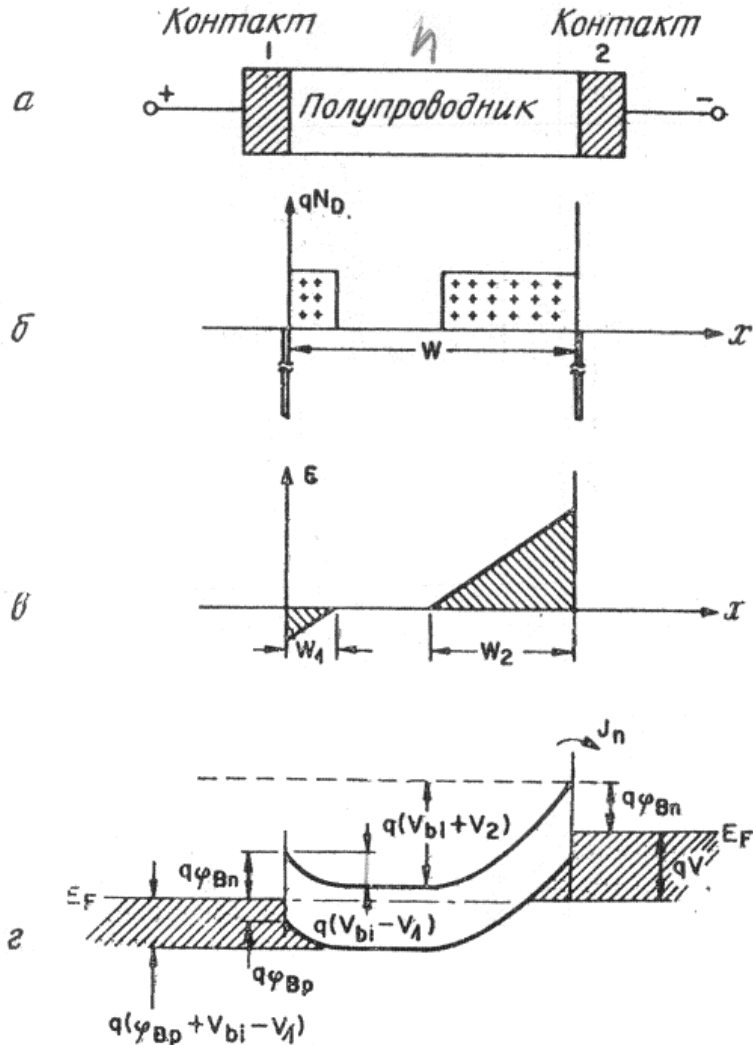


# Інжекційно-пролітні діоди

Оскільки в *ІПД* немає запізнення, обумовленого кінцевим часом наростання лавини, вважається, що ці прилади будуть генерувати менші потужності при більш низьких ККД в порівнянні з лавинно-пролітними діодами. З іншої сторони, шум зв'язаний з інжекцією носіїв заряду через бар'єр, менший лавинного шуму ЛПД. Низький рівень шуму і гарна стабільність дають змогу застосовувати ІПД в якості гетеродина. Інжекційно-пролітні діоди мають більшу потужність і меншу величину мінімального виявного сигналу, ніж ЛПД або прилади на ефекті між долинного переходу електронів при їх використанні в якості доплерівських детекторів.

**Інжекційно-пролідний діод** належать до сімейства пролітних НВЧ діодів. В основі його роботи лежать два механізми: **1)** термемісія (інжекція) і дифузія неосновних носіїв через прямо зміщений бар'єр і **2)** проліт носіїв через область дрейфу, що приводить до запізнення фази на кут прольоту  $3\pi/2$ ). Зазвичай ІПД малопотужні і мають низькі ККД, однак відношення сигнал/шум краще, ніж у інших діодів. ІПД використовуються найчастіше в якості гетеродинів в НВЧ приймачах.

**Інжекційно-пролятний діод** являє собою два випрямляючі контакти зі спільною базою, яка в робочих умовах повністю збіднена носіями. Розглянемо протікання струму в такому діоді. Спочатку розглянемо протікання електричного струму в симетричній структурі метал-напівпровідник-метал (МНМ) з однорідно легованим шаром напівпровідника *n*-типу.



Обернено зміщений діод (менша позитивна напруга прикладена до контакту 1, причому контакт 1 зміщений, таким чином, в прямому напрямку, а контакт 2 – в оберненому. Ширина збіднених областей визначається наступними рівняннями:

$$W_1 = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} (V_{bi} - V_1)}, \quad W_2 = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_D} (V_{bi} - V_2)}.$$

де  $W_1$  і  $W_2$  - ширина збіднених областей прямо- і обернено зміщених бар'єрів відповідно,  $N_D$  - концентрація іонізованої домішки і  $V_{bi}$  - контактна різниця потенціалів.

Структура метал-напівпровідник-метал (МНМ –структура).

а- МНМ-структура з однорідно легованим напівпровідником *n*- типу; б- розподіл просторового заряду при малих зміщеннях діода; в- розподіл поля; г- енергетична діаграма.

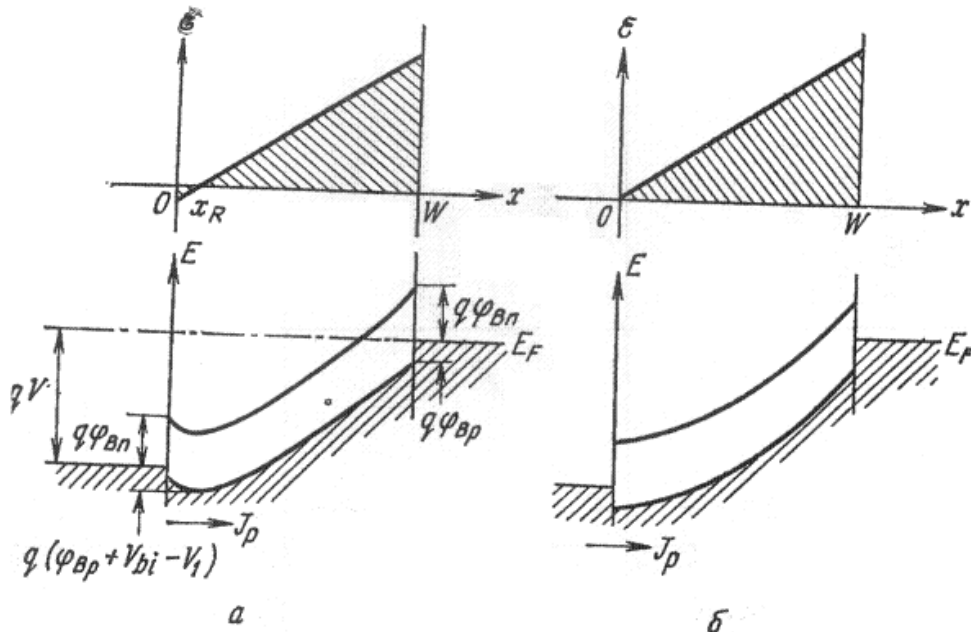
При цих умовах повний струм дорівнює сумі оберненого струму насичення діода Шоттки з висотою бар'єра  $\phi_{Bn}$ , генераційно-рекомбінаційного струму і струму поверхневих витоків.

По мірі збільшення напруги решті-решт відбудеться змикання збідненої області контакту, який зміщений в оберненому напрямку, зі збідненою областю прямо зміщеного контакту.

Відповідна напруга називається **напругою змикання (або напругою проколу)  $V_{RT}$** . Цю напругу можна знайти прирівнявши  $W_1 + W_2 = W$  (де  $W$  - ширина  $n$ -області):

$$V_{RT} = \frac{qN_D}{2\epsilon_s} W^2 - W \left[ \frac{2qN_D}{\epsilon_s} (V_{bi} - V_1) \right]^{1/2} \approx \frac{qN_D}{2\epsilon_s} W^2 - W \left( \frac{2qN_D V_{bi}}{\epsilon_s} \right)^{1/2}.$$

$V_{RT}$  – напруга змикання або напруга проколу.



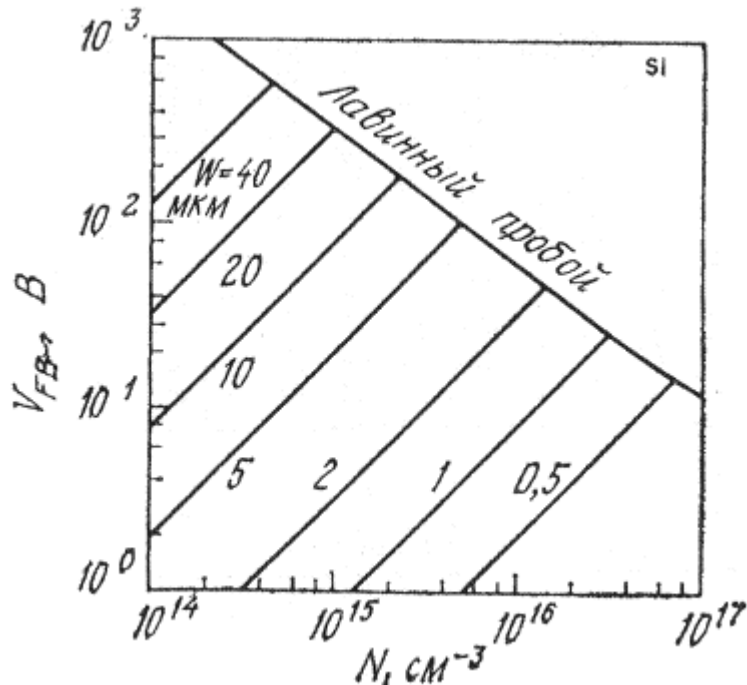
Розподіл електричного поля і енергетична діаграма МНМ структури при проколі (а) і в умовах плоских зон (б).

При подальшому збільшенні напруги енергетичні зони на контакті 1 стають плоскими. В цьому випадку електричне поле при  $x=0$  рівне нулю, а падіння напруги на першому контакті  $V_1=V_{bi}$  (рис.б). Відповідна напруга називається напругою плоских зон  $V_{FB}$ :

$$V_{FB} = \frac{qN_D W^2}{2\epsilon_s}$$

$V_{FB}$  - напруга плоских зон

Залежність напруги плоских зон від концентрації домішки в кремнієвих діодах з різною шириною бази наведена на рис. Для заданої ширини бази максимальна величина  $V_{FB}$  обмежена напругою лавинного пробоя.



Залежність напруги плоских зон від концентрації домішки в кремнієвих діодах з різною шириною бази. Для заданої ширини бази максимальна величина напруги плоских зон обмежена напругою лавинного пробоя.

Величина постійного зміщення ПД в умовах генерації НВЧ-потужності зазвичай лежить між  $V_{RT}$  і  $V_{FB}$ . В цьому випадку ( $V_{RT} < V < V_{FB}$ ) прикладена напруга  $V$  зв'язана з висотою бар'єра зміщеного в прямому напрямі наступним співвідношенням:

$$V_{bi} - V_1 = (V_{FB} - V)^2 / 4V_{FB}.$$

Положення точки  $x_R$ , де відбувається змикання збіднених областей, визначається рівнянням:

$$x_R / W = (V_{FB} - V) / 2V_{FB}.$$

Після змикання збіднених областей струм термічно емітованих через бар'єр  $\phi_{Bp}$  дірок стає домінуючим:

$$J_p = A_p^* T^2 \exp\left(-\frac{q(\phi_{Bp} + V_{bi})}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_1}{kT}\right) - 1\right].$$

де  $A_p^*$  - ефективна постійна Річардсона. З рівняння

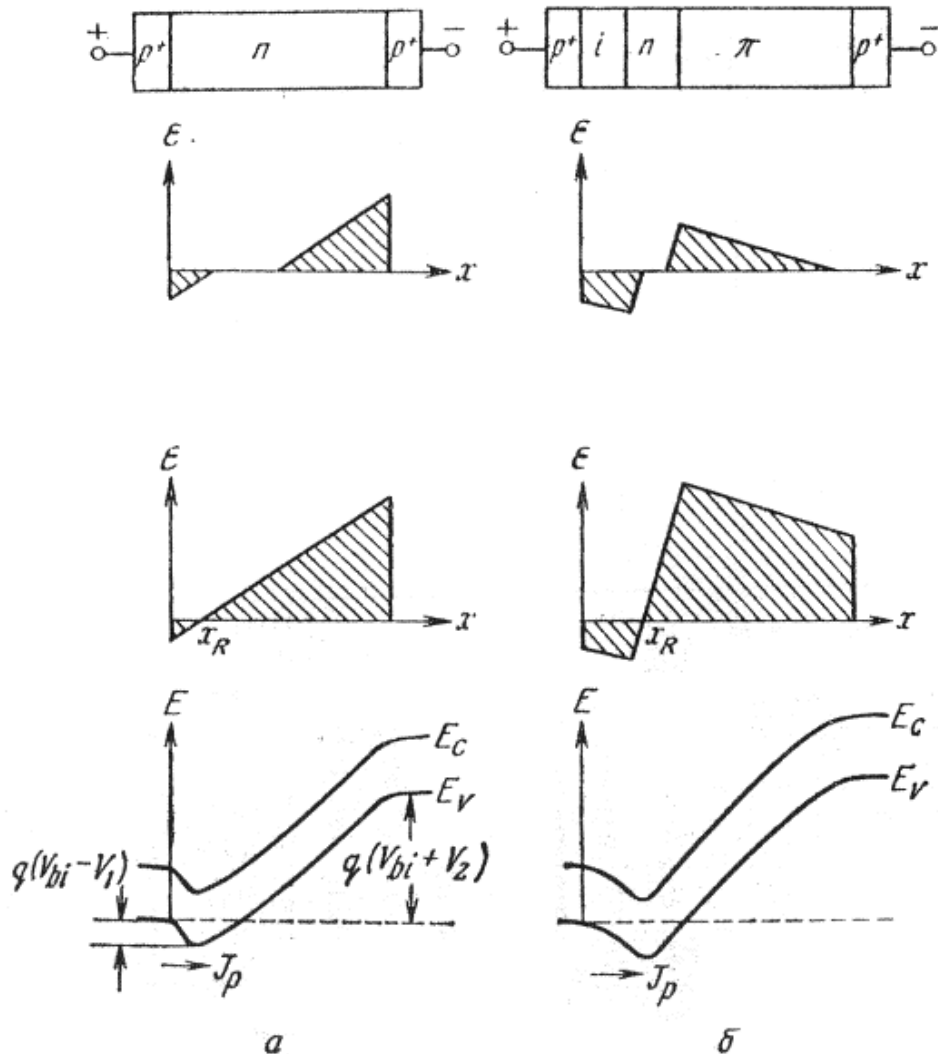
$$V_{bi} - V_1 = (V_{FB} - V)^2 / 4V_{FB}.$$

Для  $V \geq V_{RT}$  отримуємо:

$$J_p = A_p^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bp}}{kT}\right) \left[\exp\left(-\frac{q(V_{FB} - V)^2}{4kTV_{FB}}\right)\right].$$

Таким чином, після змикання збіднених носіями областей залежність струму від напруги буде експоненційною.

Якщо струм настільки великий, що концентрація інжекттованих носіїв порівняна з концентрацією іонізованої домішки, об'ємний заряд рухливих носіїв впливає на розподіл електричного поля в області дрейфу. Це явище називається **ефектом обмеження об'ємним зарядом**.



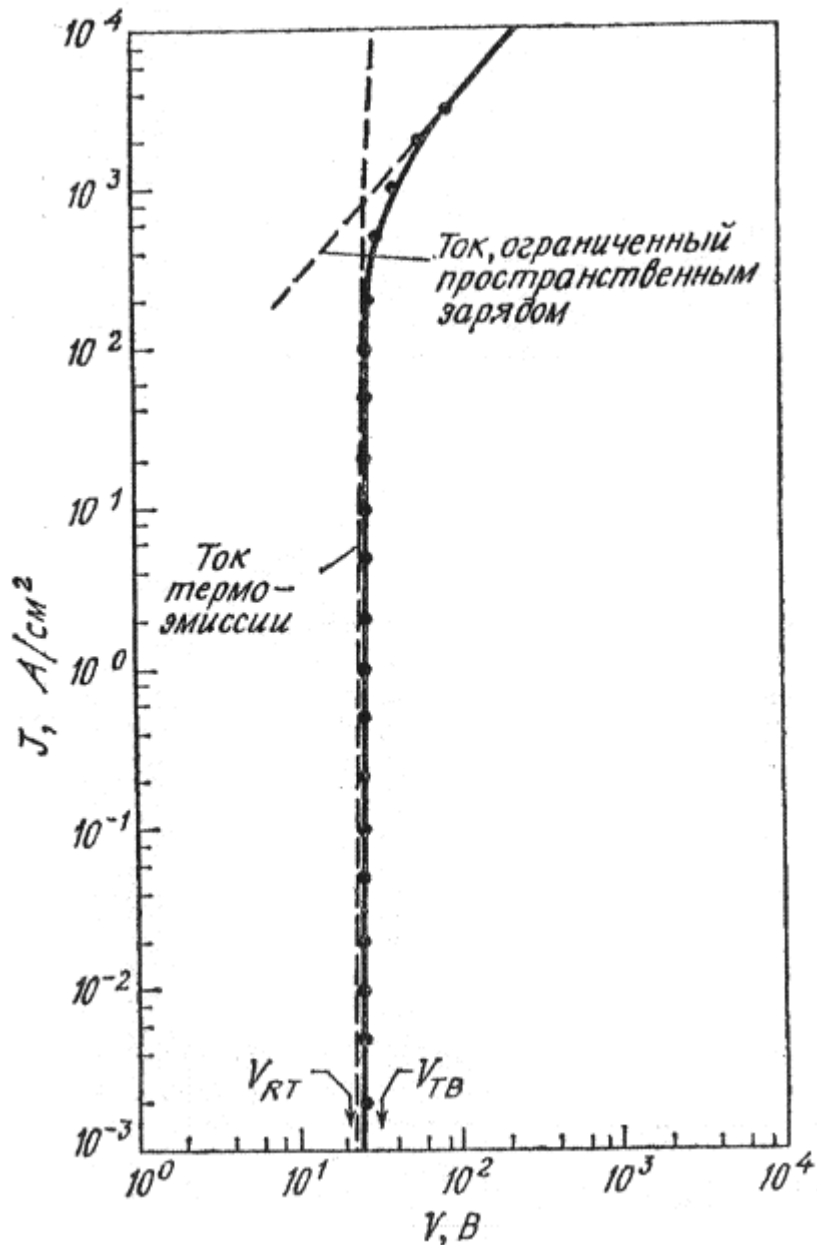
Викладені вище міркування можна застосувати і для інших структур, таких як p<sup>+</sup>-n-p<sup>+</sup> і p<sup>+</sup>-i-n-p<sup>+</sup> діоди (рис.). Вирази для напруг змикання і плоских зон в p<sup>+</sup>-n-p<sup>+</sup> діоді мають такий же вигляд, як і для МНМ структури. Для ускладненої p<sup>+</sup>-i-n-p<sup>+</sup> структури із аналогічних міркувань також можна отримати величини  $V_{RT}$ ,  $V_{FB}$ ,  $x_R$  і співвідношення між прикладеною напругою і падінням напруги на зміщеному в прямому напрямку переході.

Розподіл електричного поля при малих зміщеннях і проколі та енергетичні діаграми при проколі для p<sup>+</sup>-n-p<sup>+</sup> - структури (а) і p<sup>+</sup>-i-n-p<sup>+</sup> -структури (б).

Протікання струму через  $p^+ - n - p^+$  - діод, в якому відбувся прокол, визначається тими ж механізмами, що і в МНМ структурі. Єдиною відмінністю є відсутність множника  $\exp(-q\phi_{Bp}/kT)$  у випадку інжекції носіїв через зміщений в прямому напрямку  $p^+ - n$  - перехід.

$$J_p = AT^2 \left[ \exp\left(-\frac{q(V_{FB} - V)^2}{4kTV_{FB}}\right) \right] = J_{FB} \left[ \exp\left(-\frac{q(V_{FB} - V)^2}{4kTV_{FB}}\right) \right].$$

Висота бар'єра в структурі PtSi-Si рівна 0.2 еВ. Отже, при температурі 300 К і заданій напрузі, яка перевищує напругу змикання, струм  $p^+ - n - p^+$  діода буде приблизно в 3000 разів більший струму МНМ структури. При кімнатній температурі  $J_{FB} (=A^*T^2)$  складає  $10^7$  А/см<sup>2</sup>. Тому в звичайних робочих умовах ефект обмеження об'ємним стає суттєвим при струмах, значно менших  $J_{FB}$ .



Типова вольт-амперна характеристика кремнієвого  $p^+-n-p^+$  діода з концентрацією домішки  $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$  і шириною бази 8.5 мкм наведена на рис. Напруга плоских зон дорівнює 29 В, а напруга змикання складає  $\sim 21$  В. Відмітимо, що спочатку струм зростає експоненційно, а потім лінійно з напругою.

Для ефективної роботи ПД необхідно контролювати величину інжектованого заряду. Тому струм має різко зростати зі збільшенням напруги. Лінійна вольт-амперна залежність, зв'язана з ефектом обмеження об'ємним зарядом, буде погіршувати характеристики приладу. Зазвичай оптимальна густина струму значно менша  $J = qv_s N_D$ .

Вольт-амперна характеристика кремнієвого  $p^+-n-p^+$  - діода в умовах роботи з проколом.



Описаний вище діод зі змиканням збіднених областей використовується в якості швидкодіючого обмежувача напруги, оскільки струм в такому діоді різко зростає, як тільки напруга перевищить напругу змикання. Ефект накоплення заряду практично відсутній; крім того, діод має гарну температурну стабільність.

Були створені діоди зі змиканням з робочою напругою 1.5 В, причому характеристики були порівняльні і навіть кращі, ніж характеристики зінерівського діода, в якому використовується явище лавинного пробою або тунелювання (при великих напругах – лавинний пробій, при малих – тунелювання).

**Дякую за увагу!**

# ОСНОВИ НАПІВПРОВІДНИКОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

## Лекція 13

### Прилади на ефекті міждолинного переходу електронів

Анатолій Євтух

*Інститут високих технологій  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка*

Прилади на основі між долинного переходу електронів (один з найважливіших НВЧ-приладів) широко використовуються в якості гетеродина і підсилювача потужності в діапазоні частот 1-100 ГГц. Твердотільні генератори на цих приладах застосовуються в радарях, системах раннього повідомлення і контрольно-вимірювальній апаратурі.

Ганн (1963р.) виявив генерацію когерентних НВЧ-коливань при прикладанні на довільно орієнтований короткий зразок з арсеніду галію чи фосфіду індію *n*-типу постійного електричного поля, що перевищує порогове значення рівне декільком кіловольт на см. Частота коливань приблизно дорівнювала величині, оберненій часу прольоту носіїв через зразок.

Причиною виникнення **від'ємного диференційного питомого опору** служить стимульований електричним полем перехід електронів зони провідності з низько енергетичної долини, в якій їх рухливість відносно велика, в більш високоенергетичну долину з меншими рухливостями.

Дослідження генерації в потрійних з'єднаннях  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  показали, що величина порогового електричного поля зменшується при зменшенні енергетичного зазору між основними і побічними мінімумами зони провідності. Все це переконливо показало, що причиною ганнівської генерації є ефект між долинного переходу електронів.

# Об'ємний від'ємний диференційний питомий опір

Фізичні механізми виникнення об'ємного від'ємного диференційного питомого опору досить різноманітні. Одним з найбільш важливих є ефект між долинного переходу електронів. Оскільки випадкова флуктуація концентрації вільних носіїв в будь-якій точці зразка з об'ємним від'ємним диференційним питомим опором приводить до миттєвого виникнення просторового заряду, величина якого зростає з часом за експоненційним законом, такий напівпровідник є за своєю природою нестабільним.

**Рівняння неперервності в одномірному випадку:**

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{q} \frac{\partial J}{\partial x} = 0$$

Мале локальне відхилення концентрації основних носіїв від однорідної рівноважної  $n_0$  приводить до появи просторового заряду густиною  $n - n_0$ . **Рівняння Пуасона і вираз для густини струму** мають вид:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q(n - n_0)}{\epsilon_s},$$

$$J = \frac{E}{\rho} - qD \frac{\partial n}{\partial x},$$

де  $\epsilon_s$  - діелектрична проникність,  $\rho$  - питомий опір і  $D$  - коефіцієнт дифузії.

Продиференціювавши вираз для густини струму по  $x$  і враховуючи рівняння Пуасона, отримаємо

$$\frac{1}{q} \frac{\partial J}{\partial x} = \frac{n - n_0}{\rho \epsilon_s} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}.$$

Підстановка цього виразу в рівняння неперервності приводить до рівняння

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{n - n_0}{\rho \epsilon_s} - D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = 0.$$

Дане рівняння можна вирішити методом розділення змінних.

Якщо концентрація залежить лише від координати, то рішення рівняння має вид:

$$n - n_0 = (n - n_0)_{x=0} \exp(-x / L_D).$$

де  $L_D$  - дебаєвська довжина, яка рівна

$$L_D \equiv \sqrt{\frac{kT \epsilon_s}{q^2 n_0}}.$$

$L_D$  визначає відстань, на якій затухають малі флуктуації заряду.

Якщо концентрація залежить лише від часу, то рішення рівняння має вид

$$n - n_0 = (n - n_0)_{t=0} \exp(-t / \tau_R).$$

де  $\tau_R$  - час діелектричної релаксації:

$$\tau_R \equiv \rho \varepsilon_s = \varepsilon_s / q \mu n \approx \varepsilon_s / q \mu n_0.$$

$\tau_R$  - час, за який відбувається розсосування просторового заряду, якщо диференційний питомий опір і диференційна рухливість  $\mu$  є додатні.

Однак в напівпровіднику з від'ємним диференційним опором (ВДО) будь-яка флуктуація концентрації буде наростати з постійною часу, яка рівна  $\tau_R$ , а не затухати.

Прилади з об'ємним ВДО можна розділити на **дві групи**: **1)** прилади, що керуються напругою (з  $N$ -подібними характеристиками) і **2)** прилади, що керуються струмом (з  $S$ -подібними характеристиками).

Наприклад, тунельний діод є прилад з  $N$ -подібною  $J$ - $E$  характеристикою, а тиристор – прилад з  $S$ -подібною характеристикою.

Об'ємний ВДО обумовлений мікроскопічними властивостями напівпровідника: **1)** стимульованим електричним полем захопленням носіїв на глибокі рівні; **2)** ударною іонізацією мілких домішкових рівнів в компенсованих напівпровідниках; **3)** переходом електронів із основного мінімуму зони провідності в побічні (ефект між долинного переходу електронів).

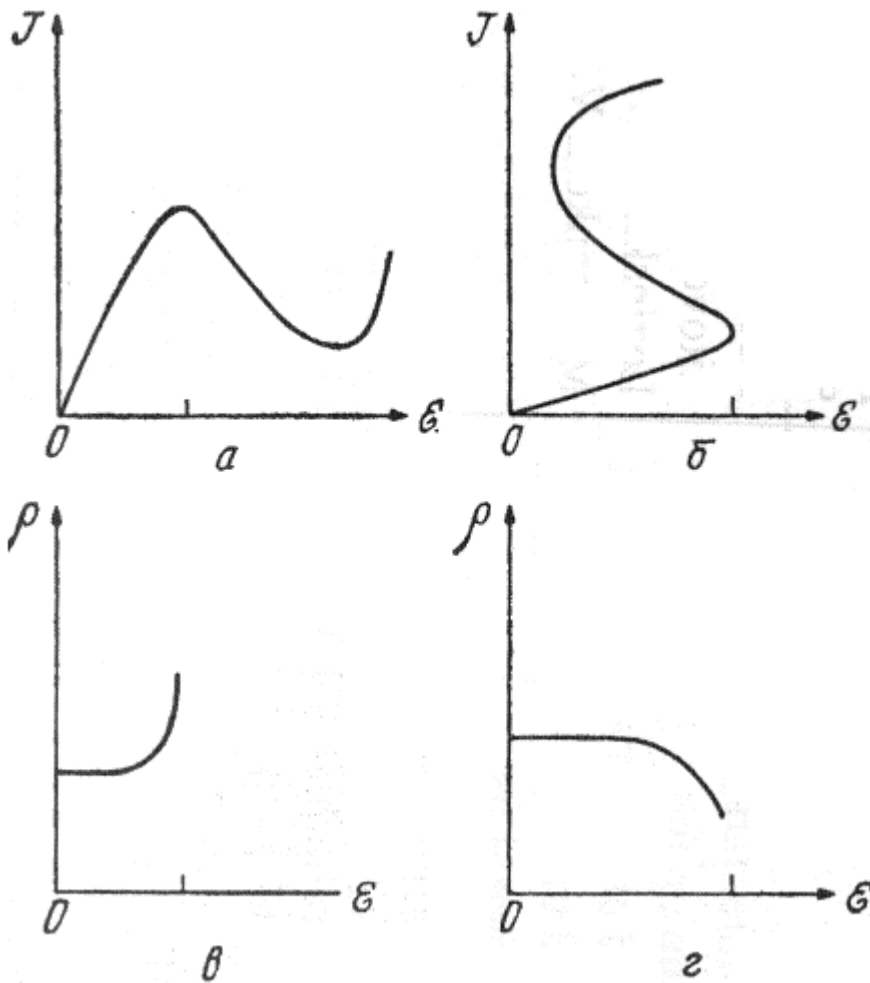
В приладах з *N*-подібними характеристиками будуть утворюватись **домени високого електричного поля** (або збагачені шари), а в приладах з *S*-подібними характеристиками - **шнури струму з високою густиною**.

Для приладу *N*-подібною *J-E* характеристикою позитивний диференційний питомий опір збільшується з ростом електричного поля, тобто  $dp/dE > 0$ . Якщо напруженість електричного поля в деякій області напівпровідника набагато більша середньої, то її питомий опір також більший. Тому густина струму буде меншою. Це приведе до збільшення розмірів області і утворення **домена** (області високого електричного поля), поза якою поле відносно мале.

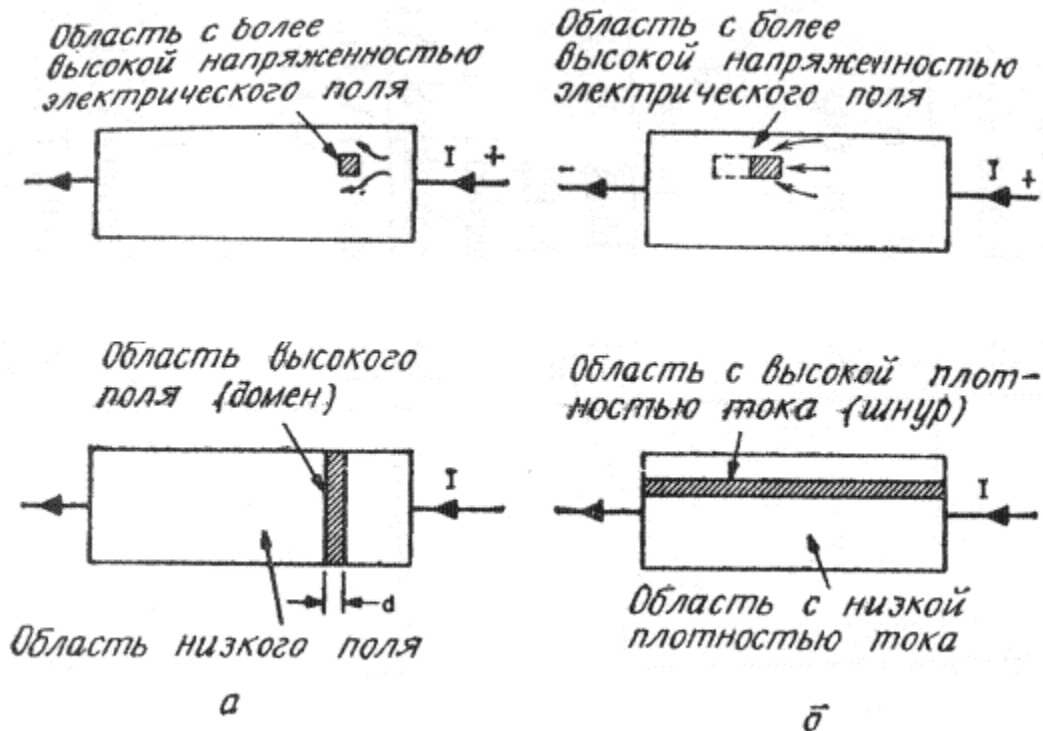
Для приладу з *S*-подібною характеристикою початкова величина позитивного диференційного питомого опору зменшується при збільшенні напруженості електричного поля, тобто  $dp/dE < 0$ . Якщо поле в деякій області напівпровідника набагато більше середнього, то питомий опір цієї області менший. Тому струм буде втікати в цю область, що приведе до її видовження в напрямі електричного поля і утворення **шнура струму** з високою густиною.



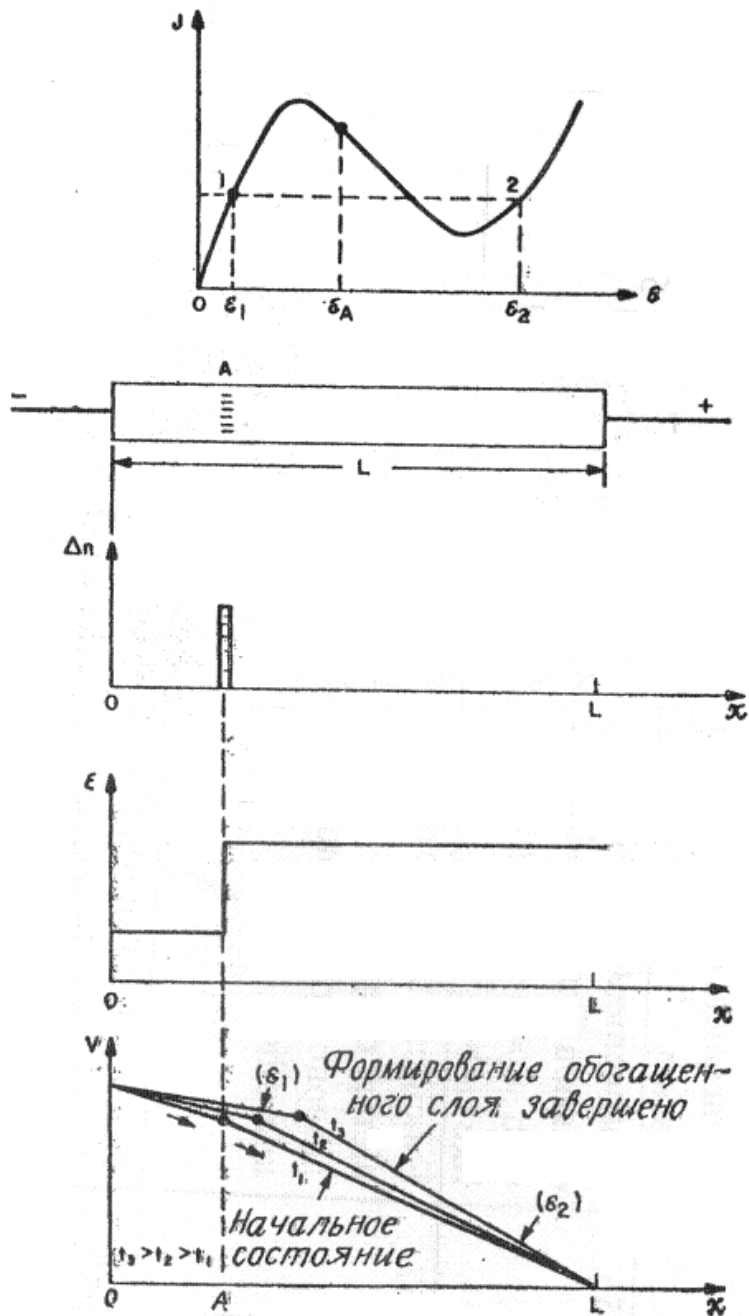
# Об'ємний від'ємний диференціальний питомий опір



Залежність густини струму і диференціального питомого опору від напруженості електричного поля.  $a$  і  $\theta$  – для приладів з  $N$ -подібними  $J$ - $E$  - характеристиками;  $b$  і  $z$  – для приладів з  $S$ -подібними  $J$ - $E$  характеристиками.



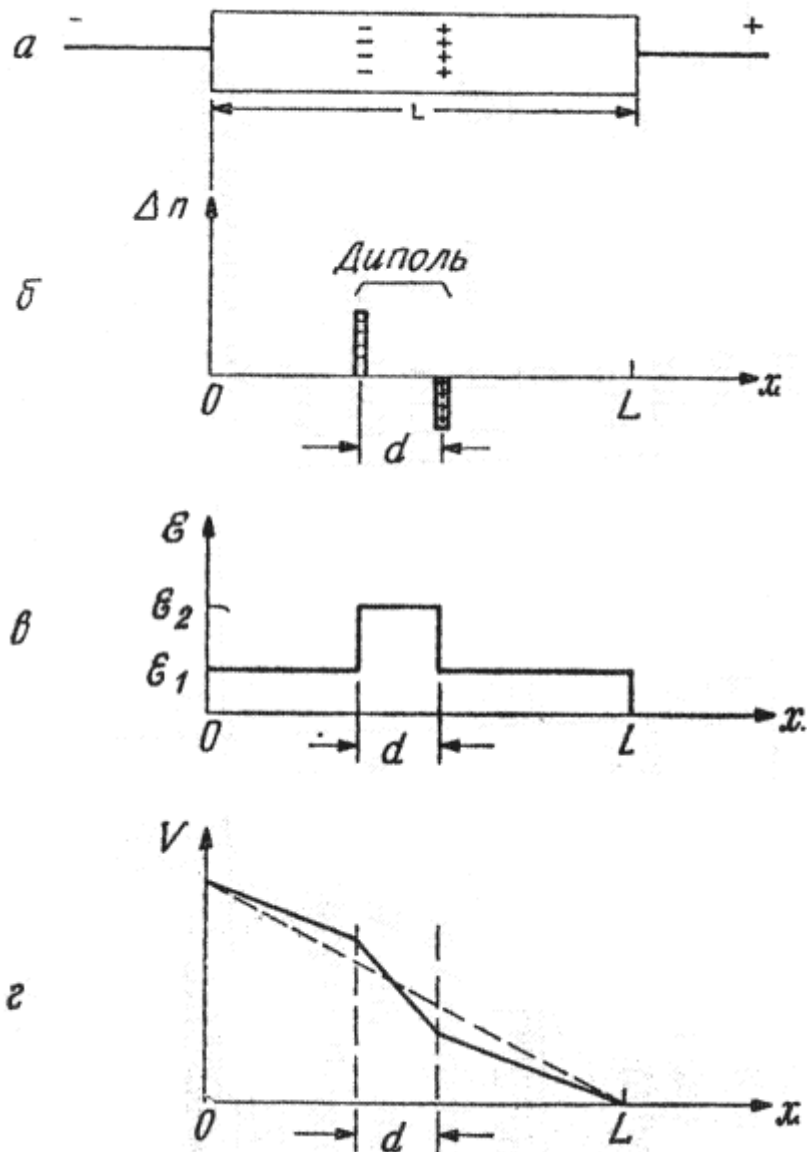
Формування домена високого електричного поля (*a*) в зразку з від'ємним диференційним питомим опором, що керується напругою (*N*-подібною характеристикою), а також формування шнура струму з високою густиною (*б*) в зразку з від'ємним диференційним питомим опором, що керується струмом (*S*-подібною характеристикою).



Розглянемо більш детально нестабільність об'ємного заряду в приладах з  $N$ -подібними  $J$ - $E$  характеристиками. На Рис. 3а наведена типова миттєва залежність  $J$  від  $E$ , а на Рис.3 б – схема приладу. Допустимо, що в точці  $A$  утворився надлишок від'ємного заряду. Причиною цього можуть бути випадкові шуми або неоднорідне легування (рис. 3в). Проінтегрувавши один раз рівняння Пуассона, отримаємо розподіл електричного поля у зразку (рис. 3г), причому поле зліва від точки  $A$  менше ніж справа. Якщо постійна напруга на приладі відповідає точці  $E_A$  на  $J$ - $E$  кривій, то струм, який втікає в точку  $A$  буде більший струму, який витікає, що приведе до накоплення від'ємного просторового заряду в точці  $A$ .

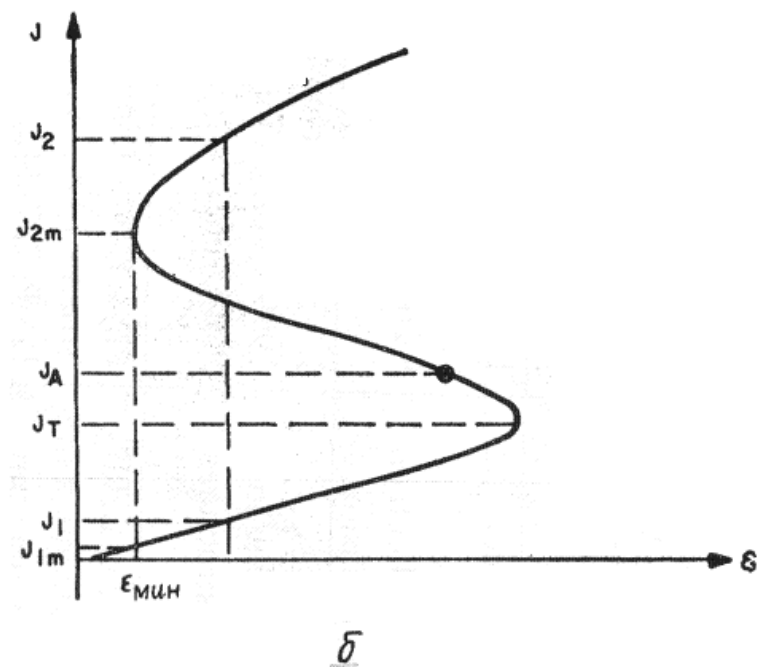
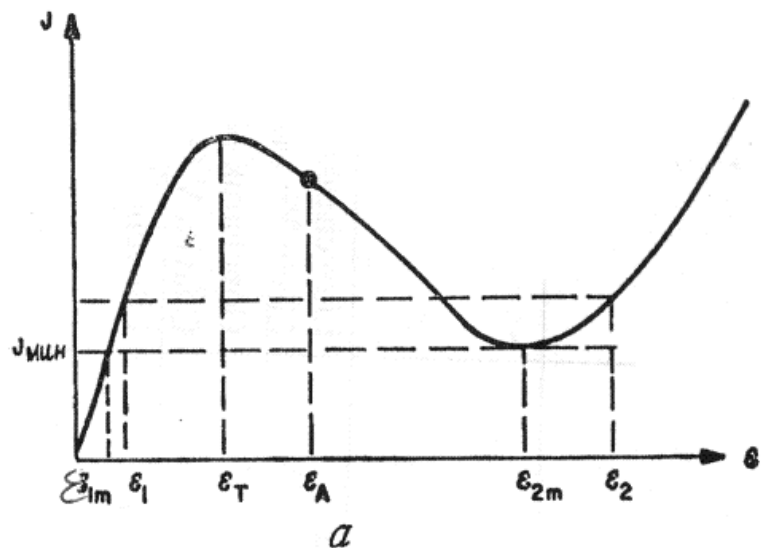
Рис. 3. Формування збагаченого електронного шару в збудженому середовищі з від'ємним диференціальним опором (ВДО).

При цьому електричне поле зліва від точки  $A$  стає ще меншим, що сприяє подальшому накопленню заряду. Цей процес продовжується до тих пір, поки напруженості електричного поля в області поза точкою  $A$  не будуть відповідати точкам 1 і 2  $J$ - $E$  кривої на рис.3а, в якій струми рівні, а диференціальний питомий опір позитивний. В результаті утворюється шар, що рухається, збагачений носіями. Цей процес, безумовно, залежить від кількості електронів в кристалі, яка має бути достатньою для формування шару просторового заряду за час його прольоту через зразок.



Ідеальний збагачений шар, про який говорилось до сих пір, являє собою найпростіший приклад нестабільності об'ємного заряду. Якщо позитивні і негативні заряди розділені невеликим просторовим проміжком (рис. 4), то ми маємо справу з утворенням дипольного шару (домена). Поле всередині домена більше, ніж поза ним (рис. 4в). Через ВДО струм в області низького електричного поля буде більший, ніж всередині домена. Значення напруженості електричного поля поза і в середині домена будуть прагнути до стаціонарних, що відповідають точкам на залежності  $J$  від  $E$ , які лежать поза ділянкою ВДО, в яких електричні струми рівні (рис. 3а). (При цьому ми не враховували товщину доменних стінок).

Рис. 4. Формування електричного дипольного шару в збудженому середовищі з від'ємним диференціальним опором (ВДО).



Таким чином домен досягає стабільної конфігурації. Дипольний шар рухається через кристал і щезає на аноді. В цей момент електричне поле починає зростати, залишаючись однорідним в напівпровіднику, до тих пір, поки не перевищить порогове  $E > E_A$  (рис.5а), що приведе до утворення нового домена і повторення процесу.

Рис. 5. Мінімальна густина струму і відповідна напруженість електричного поля для приладів з  $N$ -подібними  $J-E$ -характеристиками, що керуються напругою (а), і для приладів з  $S$ -подібними  $J-E$ -характеристиками, що керуються струмом (б).

## Товщина дипольного шару

$$V = E_A L = E_2 d + (L - d)E_1,$$

$$d = L \left( \frac{E_A - E_1}{E_2 - E_1} \right).$$

де  $L$  - довжина зразка. Допустимо, що найбільш стабільний стан відповідає мінімальній потужності, що споживається приладом від джерела живлення. Це значить, що при постійній напрузі струм має бути мінімальним. Як слідує з рис. 5а, товщина дипольного шару  $d$  визначається виразом, якщо замінити в ньому  $E_1$  і  $E_2$  на  $E_{1m}$  і  $E_{2m}$  відповідно.

## Площа поперечного перерізу шнура струму

Аналогічний розгляд можна провести і для зразка з  $S$ - подібною характеристикою. Замість домена ми розглянемо струм з площею поперечного перерізу  $a$ . В стаціонарних умовах для заданої величини струму (рис. 5б) отримаємо

$$I = J_A A = J_2 a + (A - a)J_1,$$

$$a = A \left( \frac{J_A - J_1}{J_2 - J_1} \right).$$

де  $A$  – площа поперечного перерізу приладу. Якщо потужність, що споживається мінімальна, напруга також має бути мінімальною, а площу поперечного перерізу шнура можна знайти з виразу, замінивши в ньому  $J_2$  і  $J_1$  на  $J_{2m}$  і  $J_{1m}$  відповідно.

# Міждолинний перехід електронів

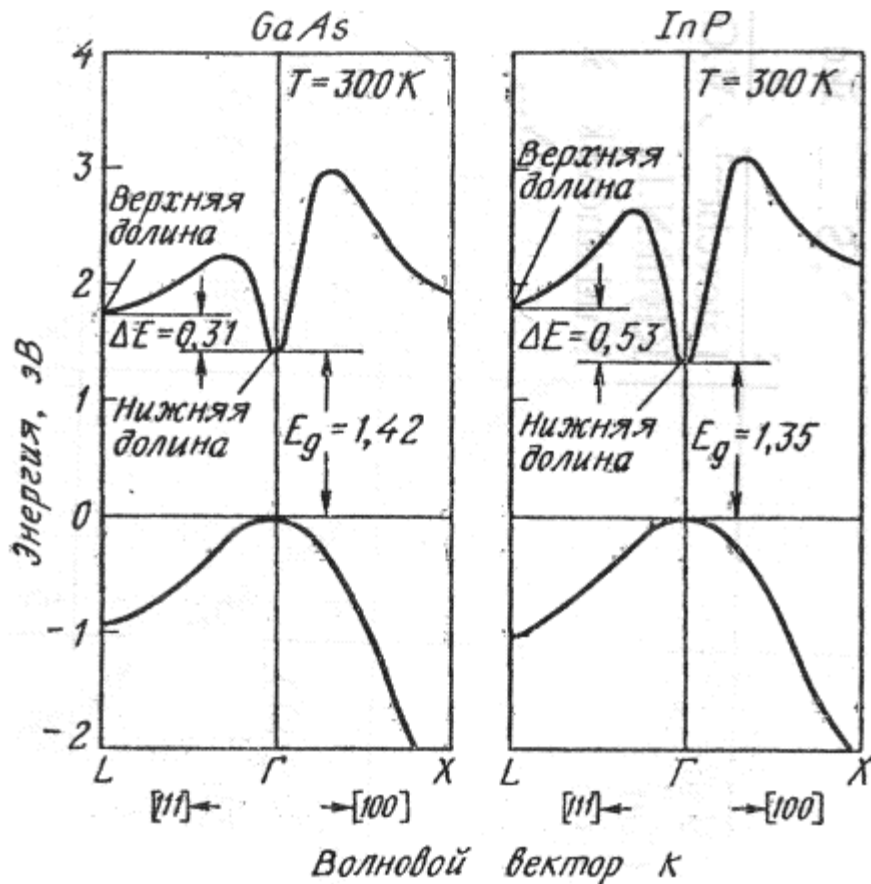


Рис. 6. Структура енергетичних зон арсеніда галію і фосфіда індію.

Перехід електронів з основного мінімуму зони провідності з відносно великою рухливістю в побічні більш високоенергетичні мінімуми з меншими рухливостями називається ефектом міждолинного переходу електронів.

Для того щоб зрозуміти, як цей ефект приводить до появи від'ємного диференційного опору, розглянемо залежності енергії електрона від квазіімпульсу в арсеніді галію і фосфіді індію (рис. 6) – двох найбільш важливих для таких приладів напівпровідників. Видно, що зонні структури цих напівпровідників майже однакові. Зона провідності складається з декількох підзон. Дно зони провідності відповідає  $k=0$  (точка  $\Gamma$ ).



Перша більш високо енергетична зона розміщена в напрямку  $\langle 111 \rangle$  ( $L$ ), а наступна – вздовж осі  $\langle 100 \rangle$  ( $X$ ). Таким чином підзони в цих напівпровідниках мають наступну послідовність  $\Gamma - L - X$ .

Отримаємо наближене співвідношення між дрейфовою швидкістю і напруженістю електричного поля, спираючись на припущення про рівність електронних температур  $T_e$  в нижній ( $\Gamma$ ) і верхній ( $L$ ) долинах.

Величина енергетичної щілини між мінімумами зони провідності  $\Delta E \approx 0.31$  еВ для арсеніду галію і  $\Delta E \approx 0.53$  еВ для фосфіду індію. Введемо позначення  $m_1^*$  і  $m_2^*$  – ефективні маси,  $\mu_1$  і  $\mu_2$  – рухливості,  $n_1$  і  $n_2$  – концентрація електронів в нижній і верхній долинах відповідно, причому повна концентрація носіїв заряду рівна  $n = n_1 + n_2$ .

Густину стаціонарного струму в напівпровіднику можна представити наступним чином:

$$J = q(\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2)E = qnv,$$

де  $v$  - середня дрейфова швидкість

$$v = \left( \frac{\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2}{n_1 + n_2} \right) E \approx \frac{\mu_1 E}{1 + (n_2 / n_1)}.$$

так як  $\mu_1 \gg \mu_2$

відношення заселеностей верхньої і нижньої долини, які розділені енергетичним зазором  $\Delta E$ , рівне

$$\frac{n_2}{n_1} = \text{Re xp}\left(-\frac{\Delta E}{kT_e}\right),$$

де  $R$  – відношення густини станів в верхній і нижній долинах

$$R = \frac{M_2}{M_1} \left(\frac{m_2^*}{m_1^*}\right)^{3/2},$$

а  $M_1$  і  $M_2$  - число верхніх і нижніх долин відповідно.

Для **арсеніда галія**  $M_1=1$ , а число верхніх долин вздовж осі  $L$  дорівнює 8, але вони розміщені біля краю першої зони Бриллюена, і тому  $M_2=4$ . Використовуючи значення ефективних мас електронів в арсеніді галію  $m_1^*=0,067m_0$  і  $m_2^*=0,55m_0$  отримаємо  $R=94$ .

Оскільки електричне поле прискорює електрони і збільшує їх кінетичну енергію, електронна температура  $T_e$  перевищує температуру ґратки  $T$ . Електронна температура визначається за допомогою часу релаксації енергії:

$$qEv = \frac{3}{2} k(T_e - T) / \tau_e,$$

де час релаксації енергії  $\tau_e$  припускається рівним  $\sim 10^{-12}$  с.

Підставивши  $v$  і  $n_2/n_1$  отримаємо

$$T_e = T + \frac{2q\tau_e\mu_1}{3k} E^2 [1 + \text{Re xp}(-\frac{\Delta E}{kT_e})]^{-1}.$$

Використовуючи це рівняння можна розрахувати залежність  $T_e$  від напруженості електричного поля при заданій величині  $T$ .

Отримаємо наступне співвідношення між дрейфовою швидкістю і полем:

$$v = \mu_1 E [1 + \text{Re xp}(-\frac{\Delta E}{kT_e})]^{-1}.$$

Розраховані за допомогою виразів типові залежності від для арсеніду галію при трьох температурах ґратки наведені на рис. 7 (суцільні криві). Показана також заселеність верхньої долини як функція напруженості електричного поля (штрихова крива).

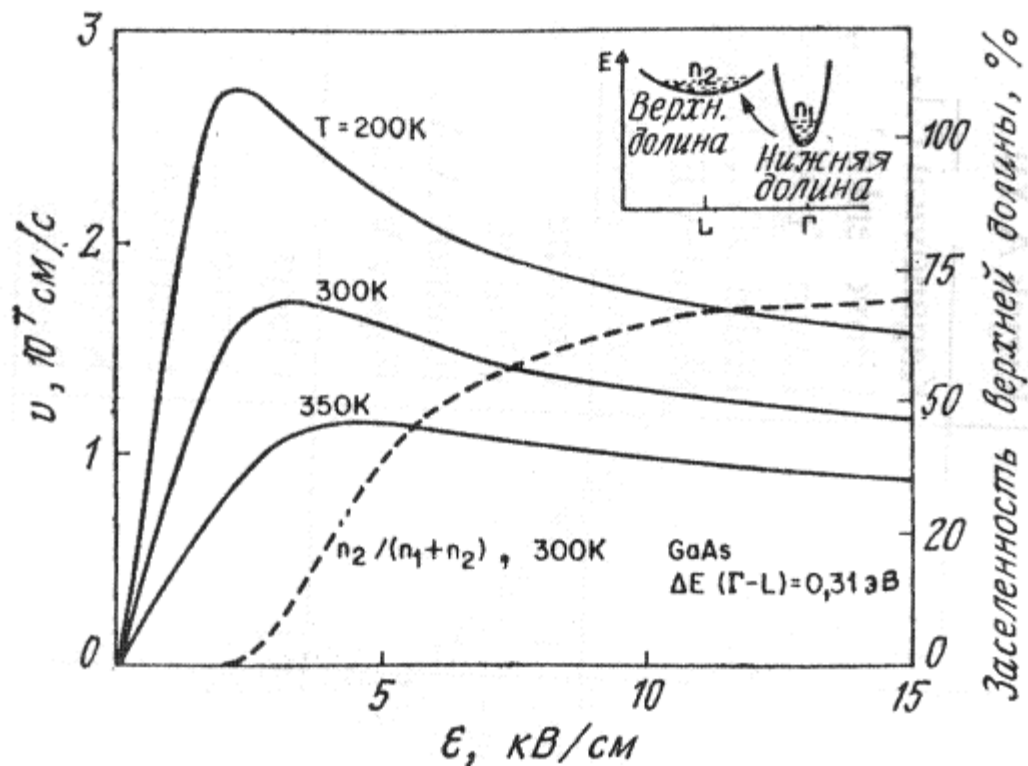


Рис. 7. Залежність дрейфової швидкості від напруженості електричного поля в GaAs при трьох температурах ґратки (двох долинна модель при припущенні рівності електронних температур в обох мінімумах).

### Висновки:

1. Існує певне порогове значення напруженості електричного поля  $E_T$ , при якому виникає ділянка ВДО (або від'ємної диференційної рухливості).
2. Порогове значення напруженості електричного поля збільшується з ростом температури ґратки.
3. Ділянка від'ємної диференційної рухливості може існувати, якщо температура ґратки достатньо висока або енергетичний зазор  $\Delta E$  між мінімумами зони провідності малий.

## Для виникнення ВДО необхідно виконання наступних умов:

1. Температура ґратки повинна бути малою, щоб у відсутність поля більшість електронів знаходились в основному мінімумі зони провідності (тобто  $kT < \Delta E$ ).
2. В основному мінімумі зони провідності електрони повинні мати високу рухливість, малу ефективну масу і малу густину станів, в той час як в побічних мінімумах електрони повинні мати низку рухливість, велику ефективну масу, а густина станів повинна бути високою.
3. Енергетичний зазор між мінімумами повинен бути меншим ширини забороненої зони, щоб лавинний пробій не відбувся раніше між долинних переходів електронів.

З усіх напівпровідників, що задовольняють цим умовам, **арсенід галію і фосфід індію** *n*-типу найбільш досліджені широко використовуються. Тим не менше ефект між долинного переносу електронів спостерігався в багатьох інших напівпровідниках, в тому числі в **германії, бінарних, потрійних і четвертних сполуках**. Ефект між долинного переносу електронів спостерігався також в **InAs і InSb** при дії гідростатичного тиску, який прикладається для зменшення енергетичної щілини  $\Delta E$ , яка при звичайних умовах перевищує ширину забороненої зони. Особливий інтерес для можливого використання в малопотужних, але швидкодіючих приладах являють потрійні сполуки елементів III - V груп **GaInSb**, так як в них порогові поля малі, а дрейфові швидкості великі.

Експериментальні залежності дрейфової швидкості від напруженості електричного поля в арсеніді галію і фосфіді індію при кімнатній температурі наведені на рис. 8. Результати теоретичного аналізу процесів переносу електронів в сильних електричних полях знаходяться в гарному співвідношенні з експериментальними даними. Порогова величина напруженості електричного поля  $E_T$ , яка визначає початок ділянки ВДО, рівна  $\sim 3.2$  кеВ/см для GaAs і  $\sim 10,5$  кВ/см для InP. Максимальна величина дрейфової швидкості  $v_p$  становить  $\sim 2.2 \times 10^7$  см/с для надчистих кристалів арсеніду галію і  $\sim 2.5 \times 10^7$  см/с для фосфіду індію. Максимальна величина від'ємної диференційної рухливості приблизно рівна – 2400 см<sup>2</sup>/В с для GaAs і – 2000 см<sup>2</sup>/В с для InP.

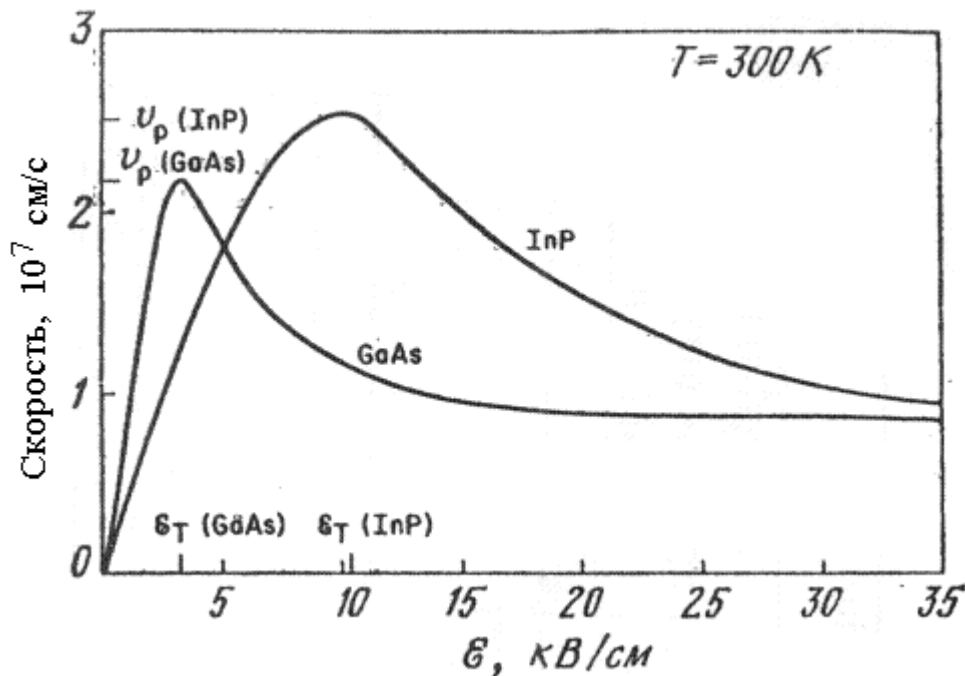


Рис. 8. Експериментальні залежності дрейфової швидкості від напруженості електричного поля в GaAs і InP.

# Режими роботи

П'ять основних факторів визначають той чи інший режим роботи:

- 1) величина концентрації домішки і однорідність її розподілу у зразку;
- 2) ширина активної області;
- 3) властивості катодного контакту;
- 4) тип зовнішнього ланцюжка, який використовується;
- 5) величина напруги зміщення на приладі.

Процес утворення **домена високого поля** залежить від кількості носіїв заряду в напівпровіднику і довжини приладу, які повинні бути достатньо великими, щоб за пролітний час відбувалось формування просторового заряду необхідної величини. Виходячи з цього встановлюється критерій для того чи іншого режиму роботи приладу.

Виходячи з цього встановлюється критерій для того чи іншого режиму роботи приладу.

Збільшення просторового заряду з часом в приладі з ВДО на початковій стадії має вид:

$$n - n_0 = (n - n_0)_{t=0} \exp(t / \tau_R).$$

$$\tau_R \equiv \rho \varepsilon_s = \varepsilon_s / q \mu_n \approx \varepsilon_s / q \mu_{n_0}.$$

$\mu_n$ -від'ємна диференціальна рухливість

Якщо це співвідношення залишається справедливим протягом часу прольоту шару просторового заряду через зразок, то максимальний фактор росту буде дорівнювати

$$\exp(L/v|\tau_R|).$$

Для суттєвого збільшення заряду цей фактор повинен перевищувати 1, і, відповідно,

$$L/v|\tau_R| > 1$$

або

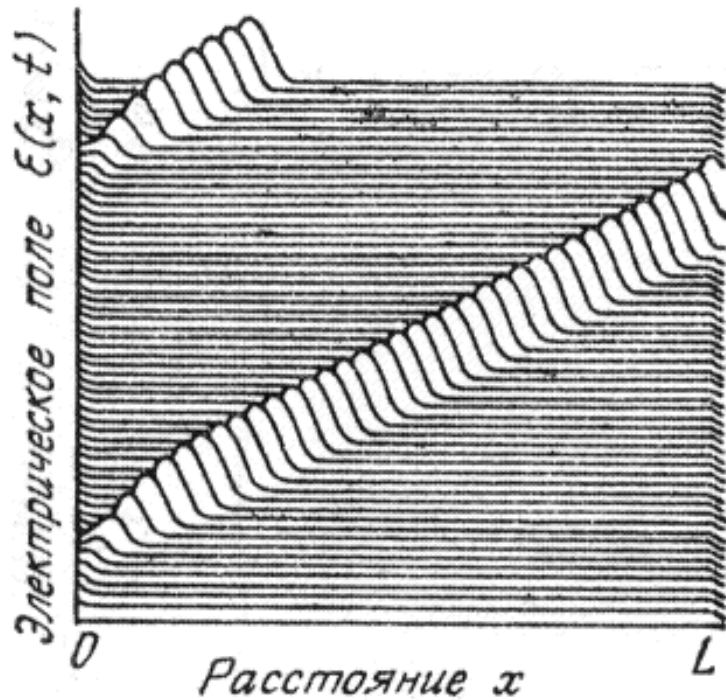
$$n_0L > \varepsilon_s v/q|\mu_-|.$$

Для арсеніду галію і фосфіду індію  $n$ -типу права частина нерівності становить  $\sim 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Якщо добуток  $n_0L < 10^{12}$  см<sup>-2</sup>, то розподіл поля в такому пристрої стійкий. Тому важливою границею, що розділяє режими роботи, є величина добутку концентрації носіїв і довжини приладу, яка дорівнює  $n_0L = 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

1. Ідеальний режим однорідного електричного поля.
2. Режим зі збагаченим шаром.
3. Режим прольоту домена.
4. Режим з руйнуванням домена.

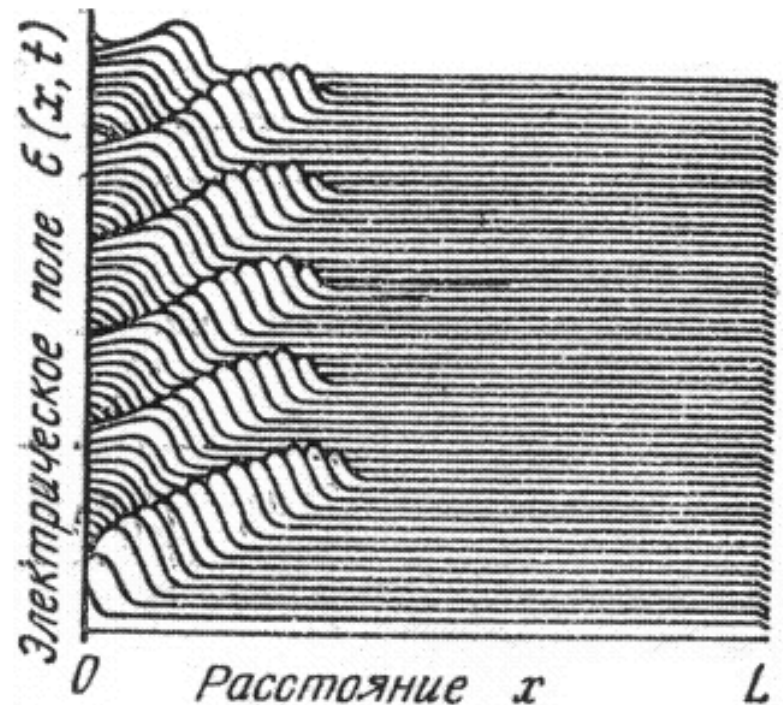


# Режим прольоту домена



Чисельне моделювання процесу розповсюдження дипольного шару, що виникає біля катоду, в режимі прольоту домена. Розподіли поля, що зображені сусідніми кривими, відповідають моментам часу, які розділені 24 пС.

# Режим з руйнуванням домена



Чисельне моделювання режиму з руйнуванням домену.

# Характеристики приладів на ефекті міждолинного переходу електронів

## Катодні контакти

Для виготовлення приладів на ефекті між долинного переходу електронів необхідні надзвичайно чисті і однорідні напівпровідникові матеріали з малою концентрацією глибоких донорних рівнів і пасток, особливо для приладів, що працюють в режимі з розсовуванням об'ємного заряду. Перші прилади виготовлялись з арсеніду галію і фосфіду індію зі сплавними омічними контактами. В даний час для цих цілей використовують епітаксійні шари, які наносяться на  $n^+$ -підкладку методами епітаксії із газової і рідкої фази або методом молекулярно-променевої епітаксії. Типовий діапазон донорних концентрацій складає  $10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , а довжин приладу – від декількох мікрметрів до декількох сотень мікрметрів.

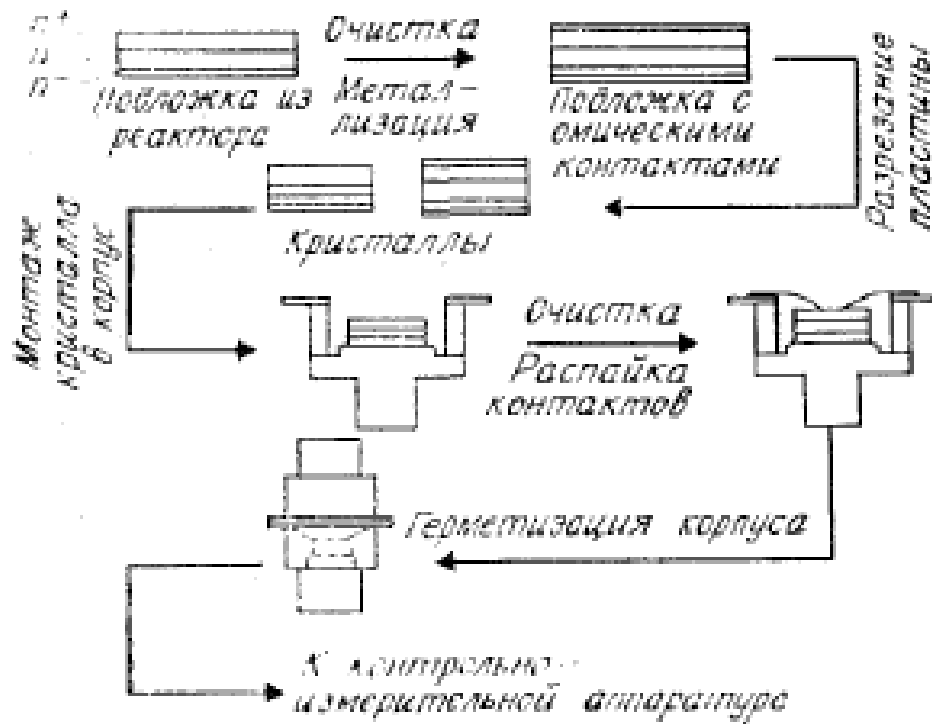


Рис. 26. Основні стадії процесу виготовлення приладів на ефекті між долинного переходу електронів.

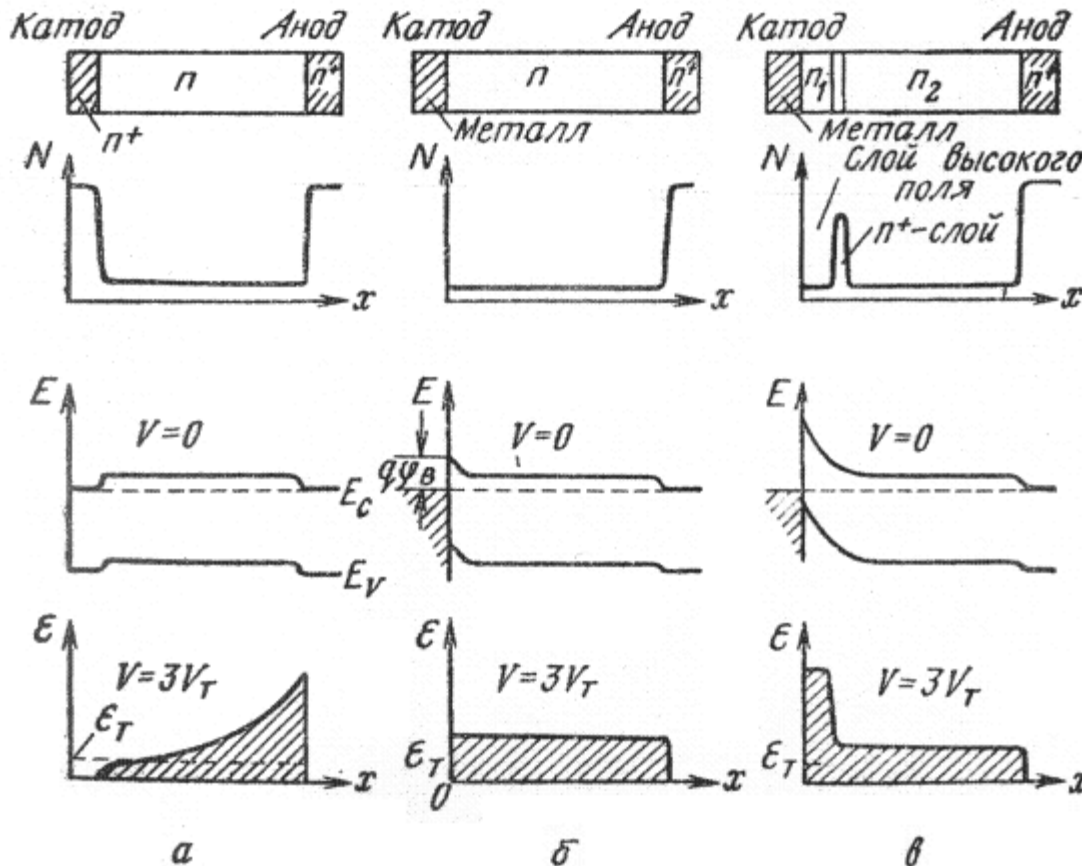
Для покращення характеристик приладу **замість омичних  $n^+$ -контактів** застосовують **контакти з обмеженою інжекцією**. При використанні таких контактів можна реалізувати ситуації, коли порогове поле для струму приблизно рівне пороговій напруженості  $E_T$ , що визначає початок ділянки ВДО. Тому поле в напівпровіднику може бути однорідним.

Основні стадії виготовлення такого приладу на епітаксійному арсеніді галюю  $n^+ - n - n^+$  - типу показані на рис. 26. Кристали з приладами на ефекті між долинного переходу електронів монтується в корпуси, які, як і тепловідводи, аналогічні корпусам ЛПД. Деякі високо потужні прилади виготовляються за допомогою селективної металізації або травлення мезаструктур.

В приладі з омичними контактами формування збагаченого шару або домену відбувається на деякій відстані від катоду через кінцевий час розігріву електронів в основному мінімумі зони провідності. Ширина «мертвої зони» може досягати 1 мкм, що накладає обмеження на мінімальну довжину діода і, відповідно, максимальну робочу частоту. В контактах з обмеженою інжекцією гарячі електрони емітуються з катоду, що приводить до зменшення ширини «мертвої зони». Оскільки вплив пролітних ефектів можна звести до мінімуму, від'ємний опір приладу не буде залежати від частоти і буде шунтуватися геометричною ємністю діода. Якщо до приладу під'єднати індуктивність і досить малий опір, то прилад може генерувати коливання резонансної частоти в режимі однорідного електричного поля.

Були вивчені два класи контактів з обмеженою інжекцією: 1) **контакт Шотткі з малою висотою бар'єра** і 2) **двошарова катодна структура**. На рис. 27 наведені характеристики трьох катодних контактів. В приладі з **омічними контактами** (рис. 27,а) завжди існує область низької напруженості електричного поля біля катоду, а поле в зразку неоднорідне. В **обернено зміщеному бар'єрі Шотткі** можна отримати достатньо однорідний розподіл електричного поля (рис. 27, б). Зворотній струм дорівнює

$$J_R = A^{**} T^2 \exp(-q\phi_B / kT),$$



де  $A^{**}$  - ефективна постійна Річардсона, а  $q\phi_B$  - висота бар'єра. Густинам струму в діапазоні  $10^2 - 10^4$  А/см<sup>2</sup> відповідають величини висот бар'єра в межах 0.15-0.3 еВ.

Рис. 27. Характеристики трьох катодних контактів. а- омічний; б- бар'єр Шотткі; в- двошаровий контакт з бар'єром Шотткі.

Однак нелегко отримати бар'єр Шотткі невеликої висоти в напівпровідникових сполюках типу  $A^{III}B^V$ ; крім того, область робочих температур обмежена, оскільки струм змінюється експоненційно з температурою.

**Двохшаровий катодний контакт** складається з шару високої напруженості електричного поля и  $n+$ -шару (рис. 27, в). Його конфігурація аналогічна конфігурації ЛПД з трьохшаровою базою. Електрони розігріваються в шарі високого електричного поля, а потім інжектуються в активну область, де поле однорідне. Такі структури успішно використовуються в широкому діапазоні температур.

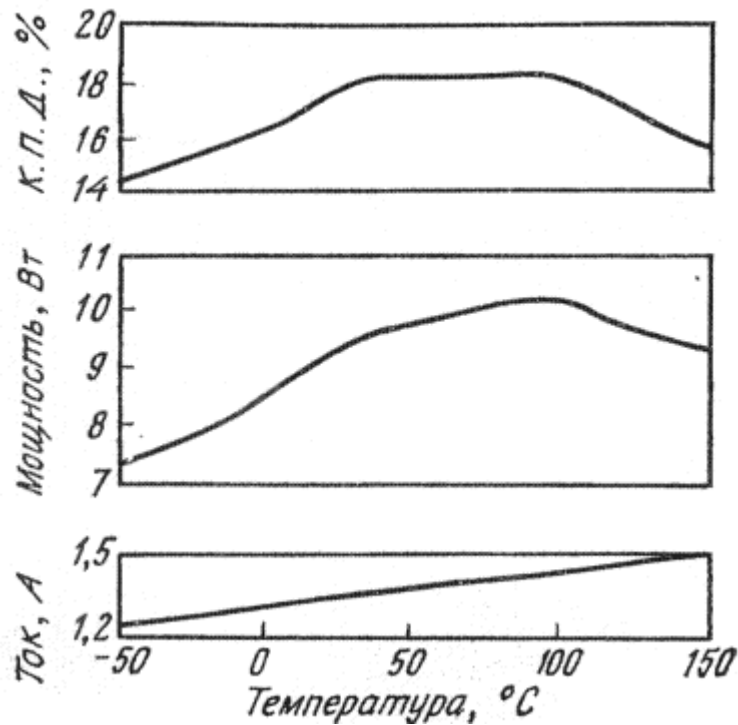


Рис. 28. ККД, НВЧ потужність, що генерується, і струм в приладі з фосфіду індію з двохшаровим катодним контактом, що працює в імпульсному режимі при  $n_0=2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  і  $L = 8 \text{ мкм}$  і в області температур  $-50 - 150^\circ\text{C}$ .

Коефіцієнт корисної дії, потужність, яка генерується в імпульсному режимі, і струм приладу з фосфіду індію в області температур  $-50 - 150^\circ\text{C}$  наведені на рис. 28. Відмітимо, що в цьому температурному інтервалі ККД і потужність змінюються приблизно всього лише на  $\pm 10\%$ . Найбільший ККД, який отриманий в приладах з фосфіду індію з двохшаровим катодним контактом, **рівний 24%**.



# Залежність потужності від частоти

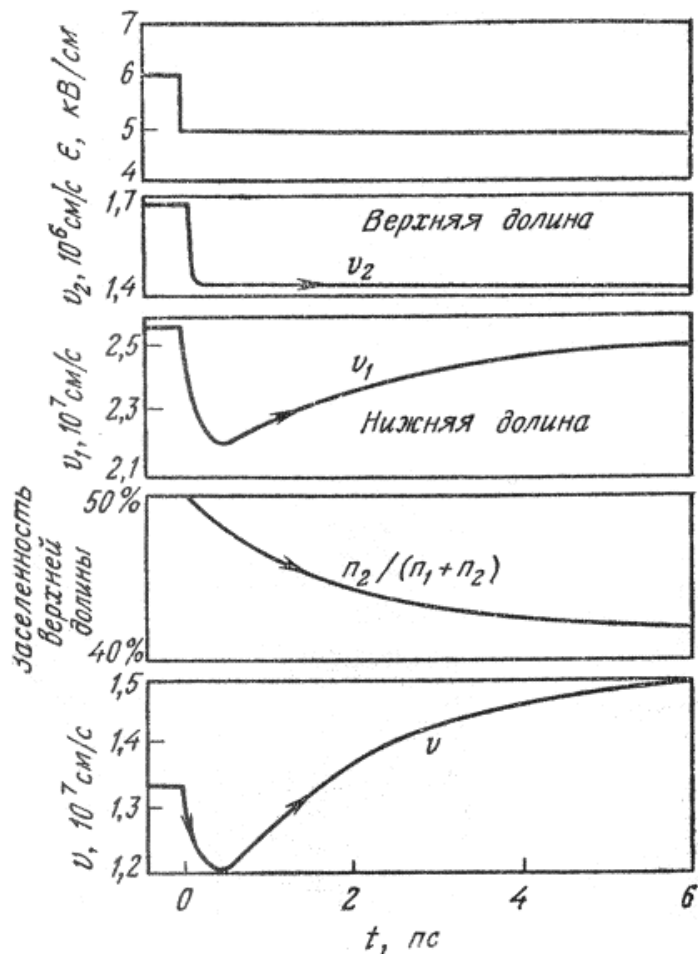


Рис. 29. Часові залежності при раптовій зміні напруженості електричного поля з 6 до 5 кВ/см в момент  $t=0$ .

Процес передачі енергії електричного поля електронам і перехід останніх з основного мінімуму зони провідності в побічні займає кінцевий проміжок часу. Тому робочі частоти приладів обмежені зверху величинами, оберненими часу релаксації енергії і часу міждолинного розсіяння. На рис. 29 наведені часові залежності дрейфової швидкості носіїв у верхній і нижній долинах, середньої швидкості і заселеності верхньої долини при раптовому зменшенні напруженості електричного поля від 6 до 5 кВ/см. Відмітимо, що швидкість електронів у верхній долині  $v_2$  практично миттєво реагує на зміну поля. Однак швидкість в нижній долині  $v_1$  змінюється повільно (характерний час відгуку становить  $\sim 5$  пс), оскільки гарячі електрони в основному мінімумі слабо розсіюються.

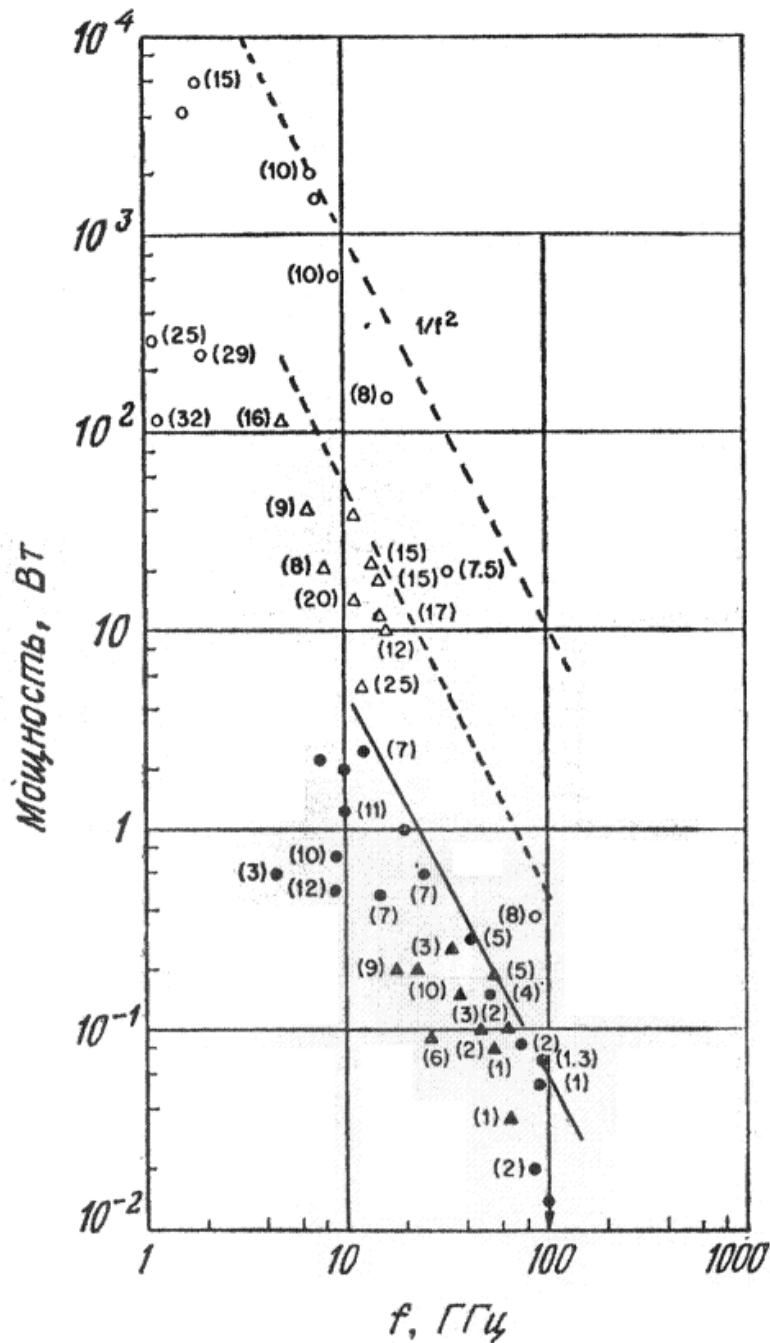


Крім того, причиною повільної зміни концентрації  $n_2$  є велика величина часу між долинного розсіяння електронів. Тому відгук середньої швидкості зв'язаний частково зі зміною швидкості  $v_1$  і частково з міждолинним розсіюванням. Оцінка верхньої межі робочої частоти приладу через кінцевий час відгуку становить **150 ГГц**.

В прольотному режимі роботи робоча частота обернено пропорційна довжині діода, тобто  $f=v/L$ . Співвідношення між потужністю, яка генерується, і частотою має вид

$$P_{rf} = V_{rf}^2 / R = E_{rf}^2 L^2 / R = \frac{E_{rf}^2 v^2}{R f^2} \approx \frac{1}{f^2},$$

де  $V_{rf}$  і  $E_{rf}$  - НВЧ-напруга і напруженість електричного поля відповідно, а  $R$  – імпеданс. Тому очікувана зміна потужності з частотою пропорційна  $1/f^2$ .



Залежність НВЧ-потужності, що генерується в неперервному і імпульсному режимах, від частоти для сучасних приладів на ефекті між долинного переходу електронів із арсеніду галію і фосфіду індію показана на рис. 30. В дужках рядом з експериментальними точками наведені значення ККД у відсотках. Як слідує з формули ( ), зміна потужності пропорційна  $1/f^2$ . В імпульсному режимі в приладах з GaAs з достатньо довгою базою отримана НВЧ-потужність до 6 кВт на частоті, близькій до 2 ГГц. Потужність, яка генерується в неперервному режимі, приблизно рівна 2 Вт на 10 ГГц, що приблизно в п'ять разів менша, ніж у лавинно-пролітного діода (ЛПД).

Рис. 30. Залежність генерованої НВЧ-потужності від частоти для приладів на основі міждолинного переходу електронів.

Однак при фіксованій частоті напруга зміщення в приладі на ефекті між долинного переходу електронів менша (в 2 – 5 разів), ніж в лавинно-пролітному діоді

Характеристики приладів із фосфіду індію в неперервному режимі порівнянні з характеристиками приладів з арсеніду галію. Однак в імпульсному режимі вони гірші, не зважаючи на те, що відповідно до теоретичних оцінок ККД приладів із фосфіду індію вищий. Причиною цього є більш розвинена технологія арсеніду галію.

**Дякую за увагу!**

# ОСНОВИ НАПІВПРОВІДНИКОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

## Лекція 14

### Світлодіоди

**Анатолій Євтух**

*Інститут високих технологій  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка*

# Оптоелектронні прилади

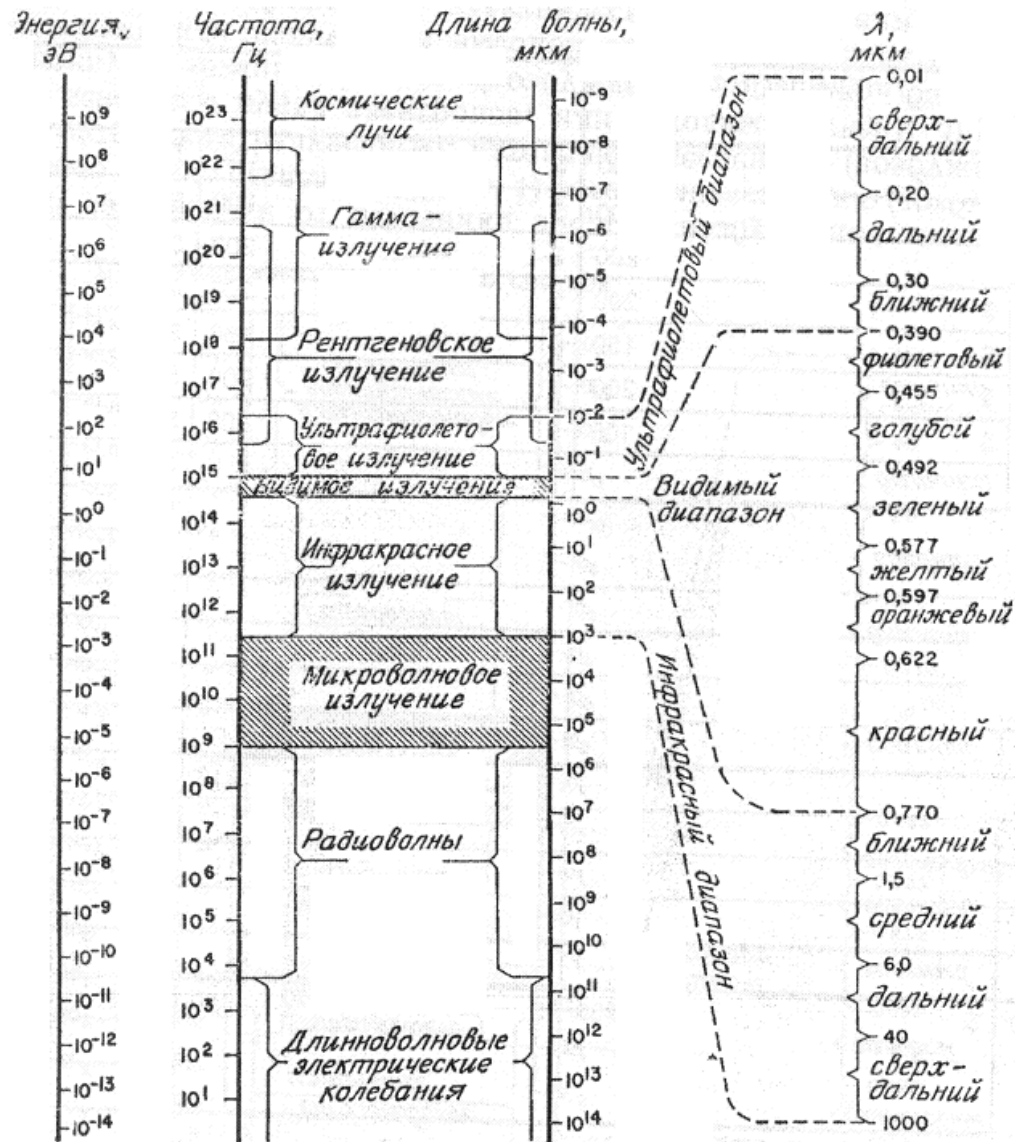
До оптоелектронних приладів відносяться прилади, в яких основні процеси протікають за участю квантів світла - фотонів. **Оптоелектронні прилади** можна розділити на три групи: **1)** прилади, що перетворюють електричну енергію в оптичне випромінювання (світлодіоди, напівпровідникові лазери); **2)** прилади, що детектують оптичні сигнали за рахунок електронних процесів, які протікають під дією світла (фотодетектори); **3)** прилади, що здійснюють перетворення оптичного випромінювання в електричну енергію (фотовольтаїчні прилади, сонячні батареї).

Явище **електролюмінесценції** було відкрито в 1907 р. Воно полягає в генерації світла в матеріалі, крізь який протікає електричний струм, викликаний електричним полем. Випромінювання електролюмінесценції на відміну від теплового характеризується порівняно вузьким спектром (для світлодіодів спектральна ширина лінії лежить зазвичай в діапазоні довжин хвиль 10-50 нм). Випромінювання може бути практично монохроматичним: наприклад, для лазерного діода спектральна ширина випромінювання лежить в межах 0,01-0,1 нм.

Було показано, що генерація лазерного випромінювання може бути практично реалізована в **прямозонних напівпровідниках**, і були знайдені найважливіші критерії для такого режиму. З часу перших відкриттів було знайдено безліч нових матеріалів для лазерів.

Діапазон довжин хвиль когерентного випромінювання включає близьку ультрафіолетову видиму і дальню інфрачервону області спектру (від  $\sim 0,3$  до  $\sim 30$  мкм). **Напівпровідникові лазери** розглядаються як основні джерела світла для волоконно-оптичних систем зв'язку. Вони знаходять також широке застосування в багатьох областях фундаментальних досліджень, таких як газова спектроскопія високої роздільної здатності і контроль атмосферних забруднень.

# Випромінювальні переходи



Світлодіоди і напівпровідникові лазери належать до класу люмінесцентних приладів. Люмінесценцією називається оптичне випромінювання (в ультрафіолетовій, видимій або інфрачервоній областях спектру), що виникає в результаті електронного збудження матеріалу, на відміну від теплового випромінювання обумовленого тільки тепловим нагріванням матеріалу. На рис.1 наведена діаграма електромагнітного спектру.

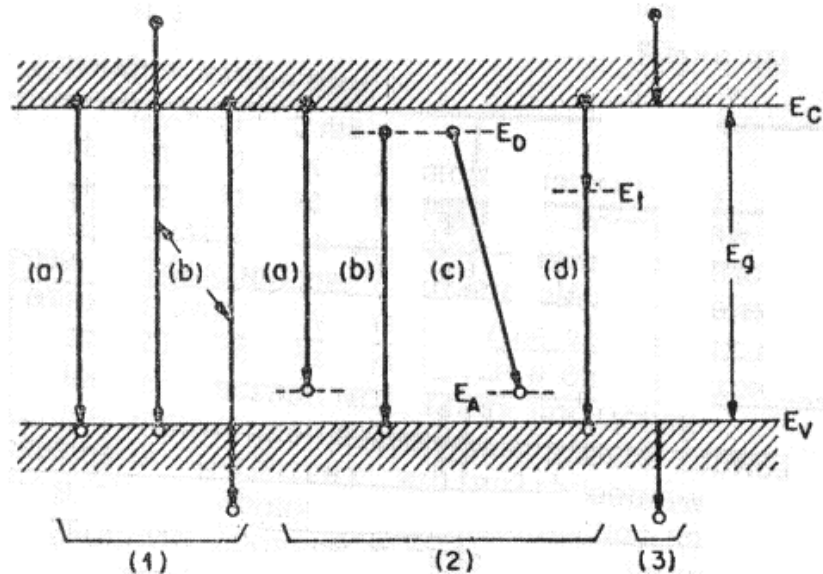
Рис. 1. Діаграма електромагнітного спектра



Незважаючи на те, що збудження випромінювання на різних довжинах хвиль здійснюється різними методами, природа випромінювання у всіх випадках однакова. Випромінювання, що **видиме** людським оком, лежить у вузькій області довжин хвиль приблизно від **0,4 до 0,7 мкм**. На рис. 1 показані основні колірні зони видимого випромінювання від фіолетового до червоного. **Інфрачервона область** простягається від **0,7 до ~ 1000 мкм**, а ультрафіолетова область включає довжини хвиль від **0,4 до ~ 0,01 мкм (тобто 10 нм)**.

В залежності від джерела енергії збудження люмінесценцію можна розділити на: **1) фотолюмінесценцію** (збудження оптичним випромінюванням); **2) катодолюмінесценцію** (збудження під впливом пучка електронів, або катодних променів); **3) радіаційну люмінесценцію** (збудження іншими швидкими частинками або випромінюванням високої енергії) і **4) електролюмінесценцію** (збудження електричним полем або струмом). Ми будемо розглядати в основному електролюмінесценцію. Перш за все **інжекційну електролюмінесценцію**, яка являє собою оптичне випромінювання, що виникає при інжекції неосновних носіїв в область напівпровідникового p-n-переходу, де є випромінювальні переходи.

На рис. 2 схематично представлені основні переходи в напівпровіднику. Ці переходи можна класифікувати таким чином. **По-перше**, це **міжзонні переходи**, що викликають: **а)** власне випромінювання з енергією, дуже близькою до ширини забороненої зони, яке може супроводжуватися збудженням фононів або екситонів, **б)** випромінювання з більш високою енергією за участю енергійних або «гарячих» носіїв, яке іноді може бути пов'язано з лавинним пробоем. **По-друге**, це **переходи з участю хімічних домішок або фізичних дефектів**: **а)** між зоною провідності та акцепторним рівнем; **б)** між донорним рівнем і валентною зоною, **в)** між донорним і акцепторним рівнями (міждомішкове випромінювання); **г)** через глибокі рівні. **По-третє**, це **внутрізонні переходи**, які викликають випромінювання, зване іноді гальмівним, і які протікають за участю «гарячих» носіїв.



Не всі переходи можуть виникати в одному і тому ж матеріалі або при одних і тих же умовах і не всі з них є випромінювальними. Ефективним з точки зору люмінесценції є такий матеріал, в якому **випромінювальні переходи** превалюють над **безвипромінювальними** (до останніх відносяться, наприклад, переходи при оже-рекомбінації).

Рис. 2. Основні переходи в напівпровіднику.

# Спектри випромінювання

Існують три типи взаємодії між фотонами і електронами в твердому тілі.

1. Фотон може поглинутись в результаті переходу електрона з заповненого стану валентної зони в вільний стан зони провідності.
2. Фотон може стимулювати випромінювання подібного собі фотона, визиваючи перехід електрона з заповненого стану в зоні провідності в вільний стан валентної зони.
3. Можуть також виникати спонтанні зворотні переходи електронів з зони провідності на вільні стани валентної зони, що визиває випускання фотона.

**Інтенсивність спонтанного випромінювання** залежить від густини заповнених станів в зоні провідності і густини вільних станів в валентній зоні:

$$I(h\nu) \approx \nu \langle M \rangle^2 N_C N_V F_C(E) F_V(E),$$

$\langle M \rangle^2$  – матричний елемент переходу;  $N_C$  - густина станів в зоні провідності;  $N_V$  - густина станів в валентній зоні;  $F_C(E)$  і  $F_V(E)$  - функції розподілу Фермі-Дірака для електронів і дірок відповідно.

Спектр спонтанного випромінювання зазвичай має вид

$$I(h\nu) \approx \nu^2 (h\nu - E_g)^{1/2} \exp[-(h\nu - E_g)/kT]. \quad (2)$$

де  $E_g$  - ширина забороненої зони.

В основі стандартної оптичних між зонних переходів лежить так зване **правило  $k$ -відбору**. Хвильовий вектор  $k_1$ , що відповідає хвильовій функції валентної зони, і хвильовий вектор  $k_2$ , що відповідає хвильовій функції зони провідності, повинні відрізнятися на хвильовий вектор фотона, тобто матричний елемент дорівнює нулю. Оскільки хвильовий вектор електрона суттєво перевищує хвильовий вектор фотона, правило  $k$  - відбору зазвичай записується в виду рівності

$$k_1 = k_2$$

Дозволеними є переходи, при яких початковий і кінцевий стан характеризуються однаковими хвильовими векторами; такі переходи називаються «**прямими**» або «**вертикальними**». Якщо мінімум зони провідності і максимум валентної зони не відповідають одному і тому ж значенню вектора  $k$ , то для збереження квазіімпульса при переходах необхідна участь фонона; ці переходи називаються «**непрямими**».

Введення в напівпровідник домішок приводить до збурення хвильових функцій і матричних елементів переходу, внаслідок чого правило  $k$ - відбору строго не виконується.

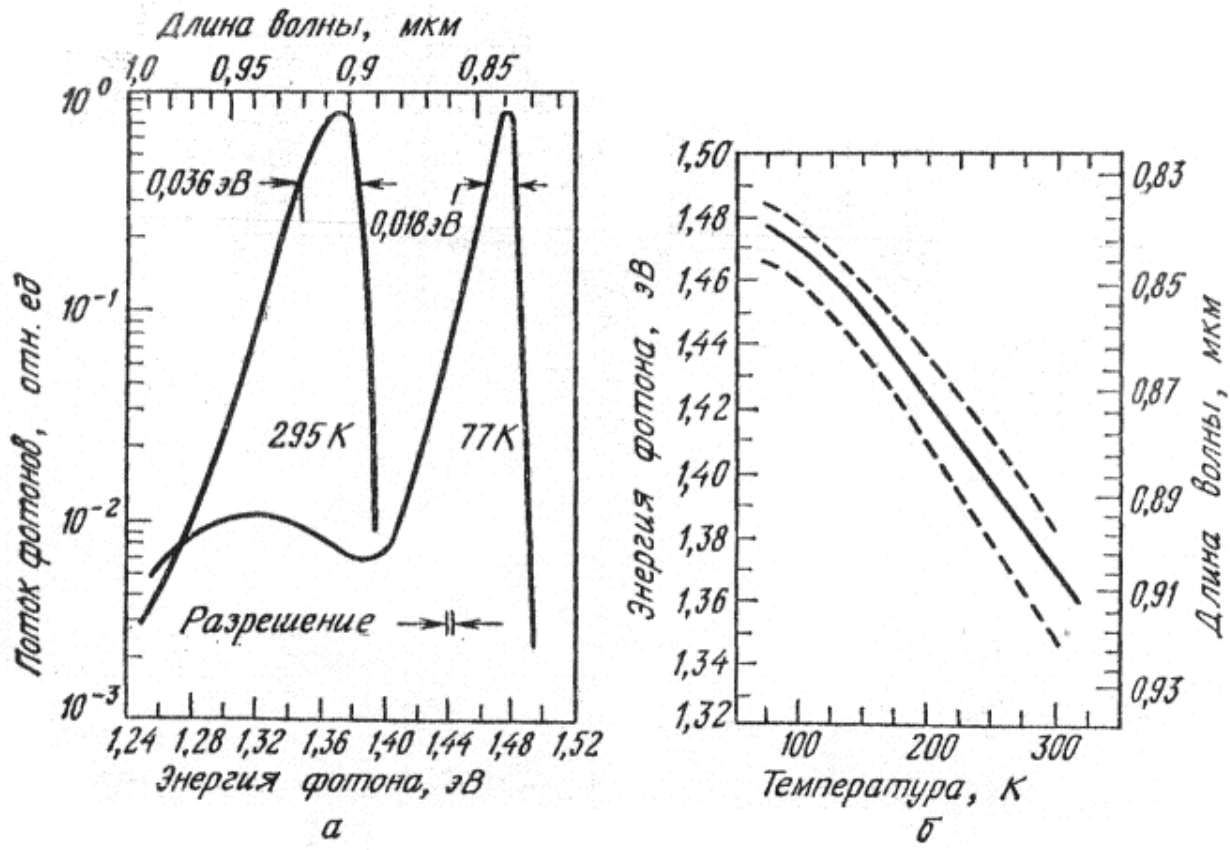


Рис. 3. Спектри випромінювання діода на GaAs (а) при 295 і 77 К і температурна залежність енергії максимуму (суцільна лінія) і рівнів напівширини спектра випромінювання (штрихові криві) (б).

На рис. 3,а представлені спектри випромінювання *p-n*-переходу на основі GaAs, які спостерігаються при температурах 77 і 295 К. Зменшення енергії фотона, що відповідає максимуму спектра при зростанні температури обумовлено в основному звуженням забороненої зони. На рис. 3,б наведена температурна залежність енергії максимуму і рівнів напівширини спектра випромінювання діода. Напівширина спектра слабо збільшується із зростанням температури, як це і слід очікувати з рівняння (2).

# Ефективність люмінесценції

При заданій енергії збудження поряд з випромінювальною рекомбінацією протікають конкуруючі безвипромінювальні процеси (рис. 4).

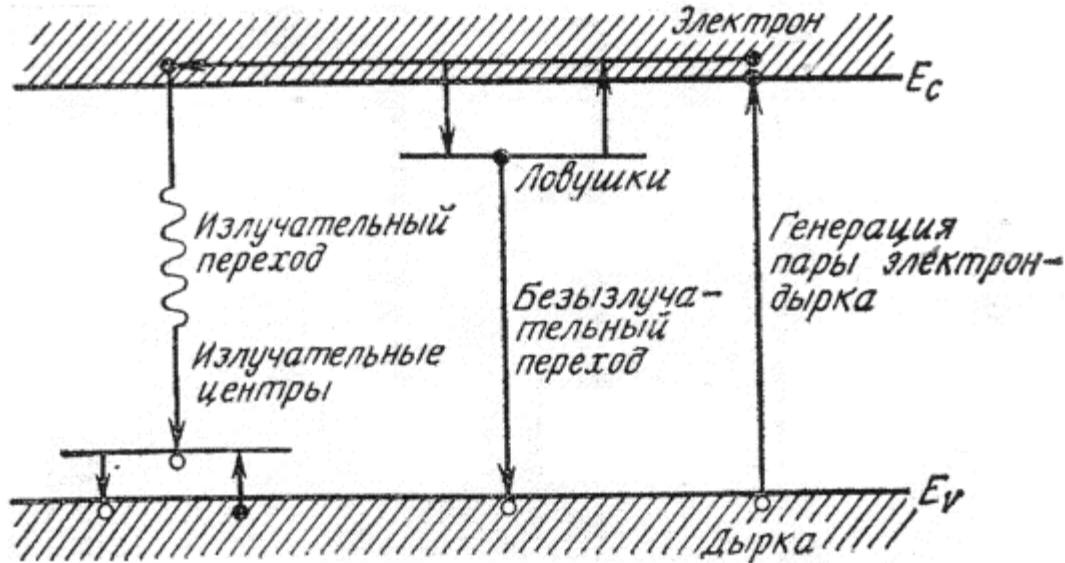


Рис. 4. Процеси випромінювальної і безвипромінювальної рекомбінації.

**Квантова ефективність люмінесценції** визначається як відношення кількості збуджених носіїв, що дають вклад у випромінювання, до повної кількості носіїв, що приймають участь у рекомбінації, і може бути виражена через часи життя наступним чином:

$$\eta_q = R_r / R = \tau_{nr} / (\tau_{nr} + \tau_r), \quad (7)$$

де  $\tau_r$  і  $\tau_{nr}$  - часи життя випромінювальної і безвипромінювальної рекомбінації відповідно, а  $R_r$  і  $R$  - швидкості випромінювальної і повної рекомбінації. Для напівпровідникових шарів  $p$ -типу провідності швидкості рекомбінації і часи життя зв'язані співвідношенням

$$R = (n - n_0) / \tau$$

Аналогічно для шарів  $n$ -типу

$$R = (p - p_0) / \tau$$

де  $n_0$  і  $p_0$  - концентрації електронів і дірок в стані теплової рівноваги, а  $n$  і  $p$  - електронна і діркова концентрації при оптичному збудженні.

**Час життя неосновних носіїв** задається виразом

$$\tau = \tau_r \tau_{nr} / (\tau_{nr} + \tau_r).$$

З рівняння (7) видно, що для забезпечення високої квантової ефективності час життя  $\tau_r$  має бути малим.



Вставка на рис. 5 ілюструє схему вимірювання ефективності. Вимірювання випромінювання проводиться безпосередньо по струму короткого замикання сонячної батареї. Зовнішня ефективність, виміряна як функція від температури, представлена на рис. 5. Зі зростанням температури ефективність зменшується і має значення близько 40, 32 і 7% при температурах 20, 77 і 300 К відповідно. Зменшення ефективності обумовлено зменшенням відношення  $\tau/\tau_r$  із зростанням температури.

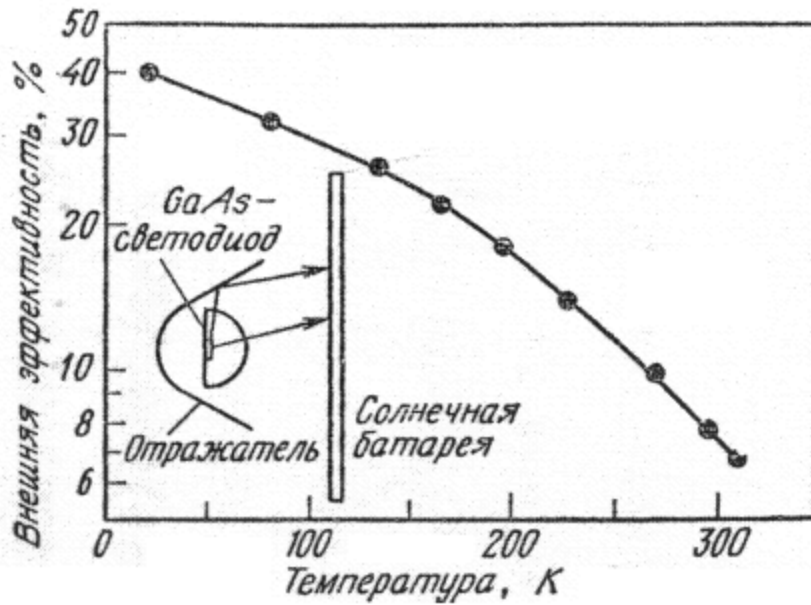


Рис. 5. Залежність квантової ефективності GaAs - світлодіодів від температури. На вставці показаний поперечний переріз пристрою, що використовується для вимірювання ефективності.



# Світлодіоди видимого діапазону

**Світлодіоди**- це  $p-n$  переходи, які при прямому зміщенні можуть випромінювати спонтанне випромінювання в ультрафіолетовій, видимій і інфрачервоній ділянках спектру.

$$0,39 < \lambda < 0,77 \text{ мкм}$$

$$h\nu \geq 1,8 \text{ eВ}; \lambda < 0,7 \text{ мкм}$$

$$\lambda_{\text{max}} = 0,555 \text{ мкм.}$$

Ефективність дії світла на око людини визначається **функцією відносної видимості ока**  $V(\lambda)$ , яка залежить від довжини хвилі.

Ефективність використання променевої енергії при зоровому сприйнятті характеризується **яскравістю променевої енергії**.

1 Вт променевої енергії в максимумі чутливості ока ( $\lambda_{\text{max}} = 0,555 \text{ мкм}$ ) відповідає 680 лм.

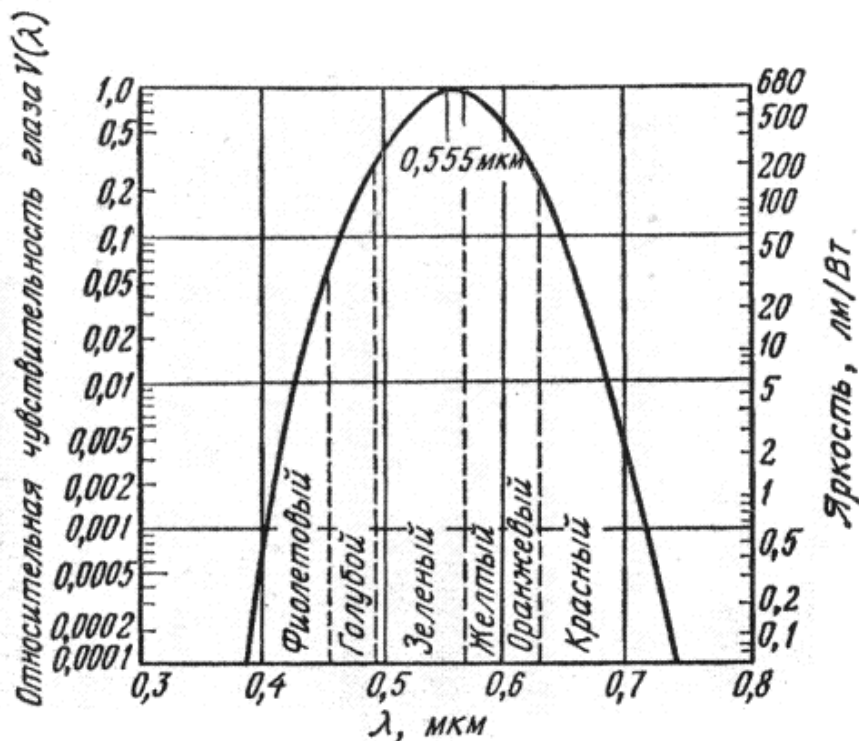
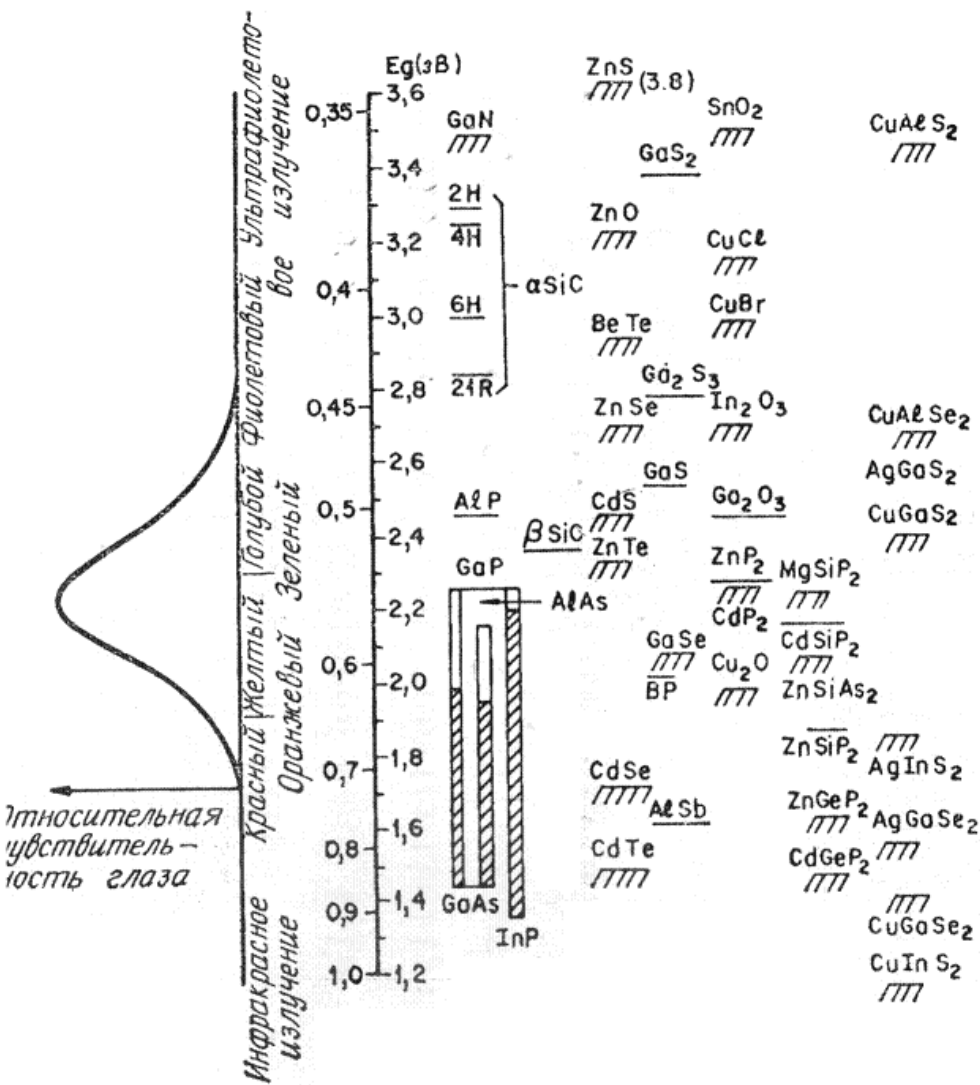


Рис. 6. Функція відносної видимості ока, що визначена Міжнародною комісією по освітленню (МКО) для стандартного фотометричного спостерігача. Позначені основні кольорові зони видимого випромінювання.

# Матеріали для світлодіодів видимого діапазону



Оскільки око чутливе тільки до світла з енергією  $h\nu \geq 1,8$  eV ( $\sim 0,7$  мкм), то напівпровідники, які можуть бути використані для створення світлодіодів видимого діапазону, повинні мати ширину забороненої зони більше цього значення. На рис. 7 наведено перелік напівпровідників, що представляють інтерес з цієї точки зору.

Рис. 7. Напівпровідники, на основі яких можуть бути створені світлодіоди зі спектром випромінювання, що включає діапазон видимого світла.

Заштриховані прямозонні напівпровідники особливо важливі для електролюмінесцентних приладів, так як випромінювальна рекомбінація в них є процесом першого порядку (протікає без участі фононів) і очікувана квантова ефективність повинна бути значно вищою, ніж для напівпровідників з непрямою зоною, в яких при переходах збуджуються фонони. Серед усіх наведених на рис. 7 напівпровідників найбільший інтерес представляє  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ , що відноситься до сполук типу  $A^{\text{III}} - B^{\text{V}}$ .

На рис. 8, а наведена залежність ширини забороненої зони  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  від молярного вмісту компонент  $x$ .



В діапазоні  $0 < x < 0,45$  заборонена зона пряма, а її ширина збільшується від  $E_g = 1,424$  еВ при  $x = 0$  до  $E_g = 1,977$  еВ  $x = 0,45$ . При  $x > 0,45$  напівпровідник стає непрямозонним.

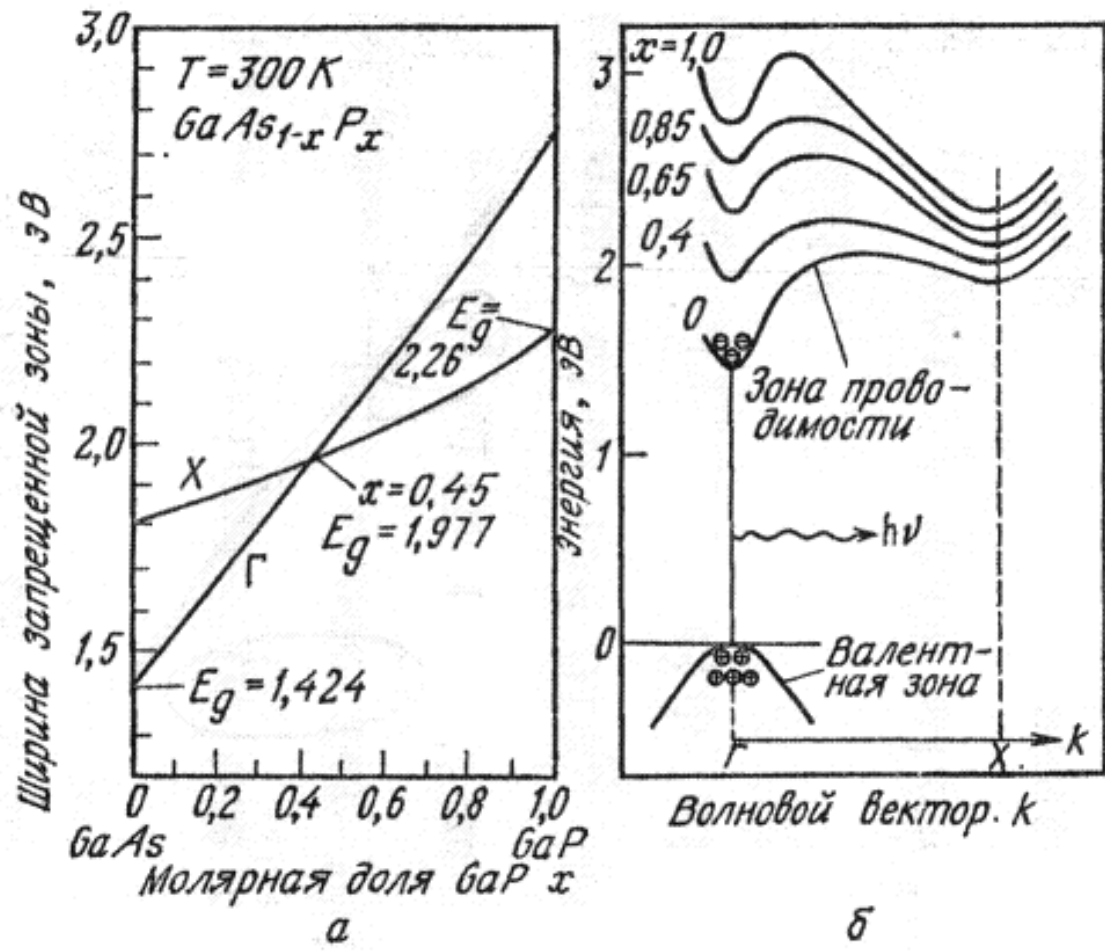


Рис. 8. Залежності ширини енергетичних зазорів (а) для прямого (Г) і непрямого (X) мінімумів зони провідності від складу GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> і енергетична зонна структура GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> (б). Значення складу, що відповідають червоному ( $x=0,4$ ), помаранчевому (0,65), жовтому (0,85) і зеленому (1,0) світлу.

На рис. 8, б наведена залежність енергії від хвильового вектора для декількох значень  $x$ , з якої випливає, що зона провідності має два мінімуми. Ті мінімуми, які розташовані в точці Г, є прямими, тоді як інші, розташовані на осі  $x$ , непрямі.

Електрони в прямому мінімумі зони провідності і дірки в максимумі валентної зони мають однакові квазіімпульси; електрони в непрямому мінімумі мають інше значення квазіімпульса. Для таких прямозоні напівпровідників, як GaAs і  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  ( $x \leq 0,45$ ) квазіімпульс при міжзонних переходах зберігається, тому ці переходи характеризуються високим ступенем вірогідності. При цьому енергія фотона приблизно дорівнює ширині забороненої зони напівпровідника.

В прямозонних матеріалах процес випромінювальної рекомбінації є домінуючим. В той час як для  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  при  $x > 0,45$  і GaP, в яких заборонена зона непряма, ймовірність міжзонних переходів надзвичайно мала, оскільки в цьому випадку для перетворення квазіімпульса при переході потрібна участь фононів або інших факторів розсіювання.

Тому для посилення випромінювальних процесів у непрямоzonних напівпровідниках, таких, наприклад, як GaP, спеціально створюються рекомбінаційні центри

Ефективні центри випромінювальної рекомбінації в  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  можуть бути створені шляхом впровадження **спеціальних домішок, наприклад азоту**. Азот, введений в напівпровідник, заміщає атоми фосфору в вузлах ґратки. Азот і фосфор мають однакову зовнішню електронну структуру (обидва належать до V групи елементів періодичної системи), а структури їх внутрішніх оболонок сильно розрізняються. Це призводить до виникнення поблизу зони провідності електронного рівня захоплення. Отриманий таким чином рекомбінаційний центр називається **ізоелектронних центром**.

У нормальному стані ізоелектронні центри нейтральні. У матеріалі р-типу інжектований електрон спочатку захоплюється на центр. Заряджений негативно центр потім захоплює дірку з валентної зони, формуючи пов'язаний **екситон**.

Наступна анігіляція цієї електронно-діркової пари приводить до народження фотона з енергією, приблизно рівною різниці між шириною забороненої зони і енергією зв'язку центра. Так як захоплений електрон сильно локалізований на центрі, його імпульс розсіюється.

Таким чином, забезпечується перетворення квазіімпульса, внаслідок чого ймовірність прямого переходу істотно зростає. У непрямозонних матеріалах, таких, як GaP, описаний механізм випромінювальної рекомбінації є переважаючим.



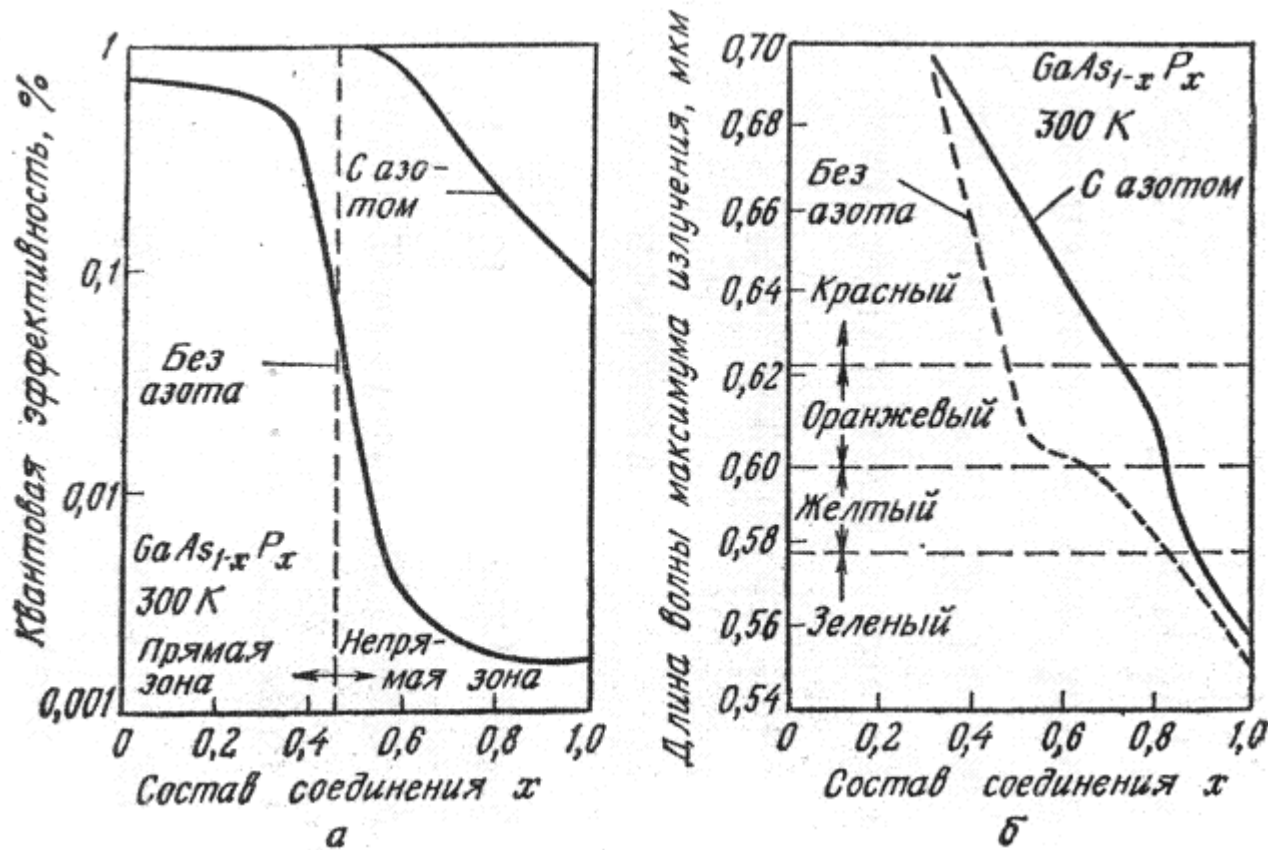


Рис. 9. Залежність квантової ефективності (а) і довжини хвилі, що відповідає максимуму випромінювання (б), від складу при наявності і відсутності ізоелектронної домішки азоту.

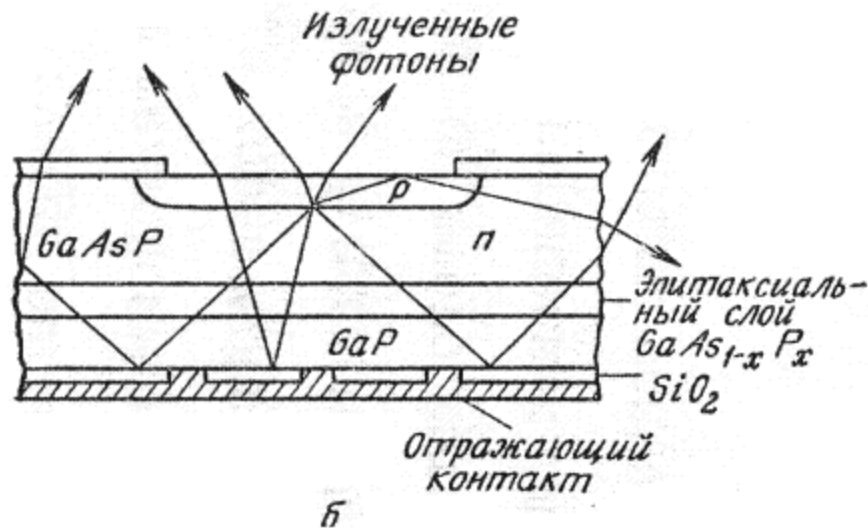
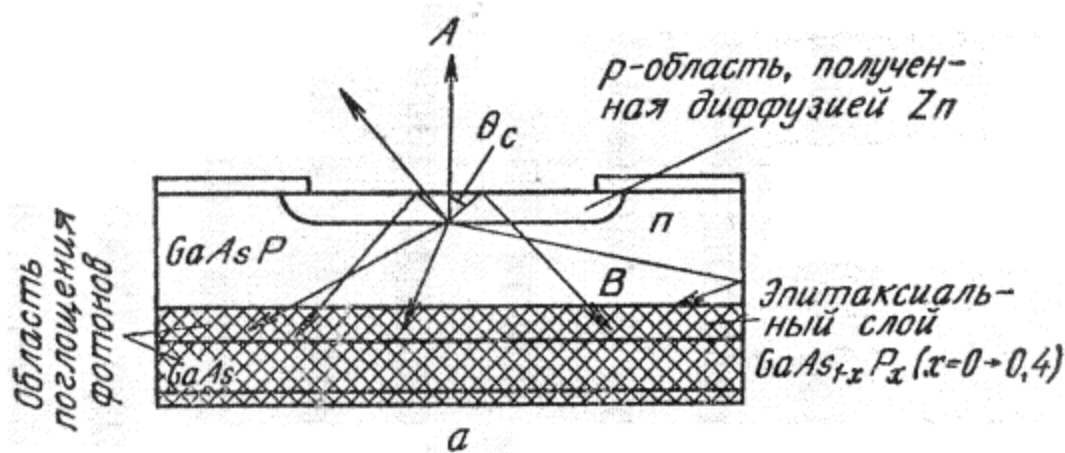
На рис 9 а наведена залежність квантової ефективності від складу GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> при наявності і під час відсутності ізоелектронних домішки азоту. Різке зменшення ефективності випромінювання GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> без домішки азоту в діапазоні 0,4 < x < 0,5 зумовлено зміною механізму рекомбінації: при x = 0,45 переважаючими стають непрямі переходи.

Наявність азоту забезпечує більш високі значення ефективності при  $x > 0,45$ , однак остання все ж постійно зменшується з ростом  $x$  внаслідок збільшення різниці глибин прямої і непрямої заборонених зон. Крім того, довжина хвилі максимуму випромінювання для з'єднань легованих азотом, зміщується під впливом енергії зв'язку ізоелектронного центра (рис. 9б).



# Конструкції і характеристики світлодіодів.

Серед світлодіодних структур основною є структура з плоскою геометрією (рис. 10).



Зазвичай прямозонні світлодіоди (червоне випромінювання) формуються на підкладках GaAs (рис. 10а), тоді як непрямоzonні (померанчеве, жовте і зелене випромінювання) - на підкладках GaP (рис. 10, б).

Рис. 10. Проходження світла, що випромінюється переходом в структурах з непрозорою (а) і прозорою (б) підкладками.

При використанні підкладки GaAs на ній епітаксійно нарощується перехідний шар  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  змінного складу з  $x$ , що міняється в межах 0-0,4, а потім шар  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  з постійним складом. Перехідна область обмежує утворення безвипромінювальних центрів, які обумовлені різницею ґраток.

Фотони, що генеруються в області переходу, випромінюються в усіх напрямках, однак спостерігача досягає лише та їх частина, яка проходить через поверхню.

**Зменшення кількості фотонів, що випромінює світлодіод, обумовлено:**

- втратами на поглинання в матеріалі світлодіода;
- втратами за рахунок відбивання;
- втратами за рахунок повного внутрішнього відбивання.

### **Втрат на поглинання в матеріалі світлодіода**

Втрати пов'язані з поглинанням дуже суттєві на підкладках GaAs (рис. 10,а), оскільки в цьому випадку підкладка непрозора для світла і поглинає приблизно 85% фотонів, що випромінюються переходом. В світлодіодах на підкладках GaP (рис. 10,б) фотони, що випромінюються в напрямку тилового контакту, можуть відбиватися від нього, причому поглинання складає ~25%.

## Втрати на відбивання.

При переході фотонів із середовища з показником заломлення  $n_2$  (наприклад, з GaAs з  $n_2=3.66$ ) в середовище з показником заломлення  $n_1$  (наприклад, в повітря з  $n_1=0.1$ ) частина світла відбивається від границі розділу середовищ в зворотному напрямку. Ці втрати називають втратами відбивання.

При нормальному падінні світла коефіцієнт відбивання дорівнює

$$R = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2.$$

## Втрати за рахунок повного внутрішнього відбивання.

Третій фактор обумовлений повним внутрішнім відбиванням світла, що падає на границю розділу під кутом більшим ніж критичний  $\theta_c$ , що визначається виразом

$$\theta_c = \sin^{-1}(n_1 / n_2).$$

Для GaAs з  $n_2=3,66$  критичний кут становить  $\sim 16^\circ$ , а для GaP з  $n_2=3,45$  від рівний  $\sim 17^\circ$ .

При плоскій геометрії (рис. 10, а) промінь  $A$  послаблюється внаслідок поглинання, а також частково через втрати на відбивання. Промені  $B$ , які приходять до границі розділу напівпровідник-повітря під кутом  $\theta \geq \theta_c$ , мають повне внутрішнє відбивання.

Повна ефективність перетворення електричного сигналу в оптичний надається виразом

$$\eta_F = \frac{q}{P} (1 - R)(1 - \cos \theta_c) \frac{\int \Phi(\lambda)(1 + R_1 e^{-2\alpha_1(\lambda)x_1}) e^{-\alpha_2(\lambda)x_2} d\lambda}{\int \Phi(\lambda) d\lambda},$$

$$\eta_F \approx \frac{4n_2 n_1}{(n_2 + n_1)^2} (1 - \cos \theta_c),$$

де  $P$  – потужність на входу;  $4n_2 n_1 / (n_2 + n_1)^2$  – коефіцієнт передачі рівний  $4n_2 / (n_2 + 1)^2$  для границь розділу напівпровідник – повітря;  $(1 - \cos \theta_c)$  – тілесний кут;  $\Phi(\lambda)$  – швидкість генерації фотонів в одиницях фотон/(с см<sup>2</sup>);  $R_1$  – коефіцієнт відбивання від тилового контакту;  $\alpha(\lambda)$  і  $x$  – відповідно коефіцієнт поглинання і товщина  $p$ - і  $n$ - областей приладу.

На рис. 11 показані поперечні перерізи інших світло діодів, які мають напівсферичну, зрізану сферичну і параболічну геометрію. Основна відмінність цих трьох структур від структури з плоскою геометрією (рис. 10, ф) полягає в тому, що тілесний кут для них рівний 1.

Для сферичних структур тілесний кут дорівнює 1.

Таким чином співвідношення ефективностей рівне

$$\frac{\eta}{\eta_F} \approx \frac{1}{1 - \cos \theta_c} = \frac{1}{1 - \sqrt{1 - 1/n_2^2}},$$

$$\frac{\eta}{\eta_F} = 2n_2^2 \quad \text{при } n_2 \gg 1.$$

Для структур на GaP з  $n_2=3,45$  при даній геометрії можна очікувати збільшення ефективності на порядок величини.

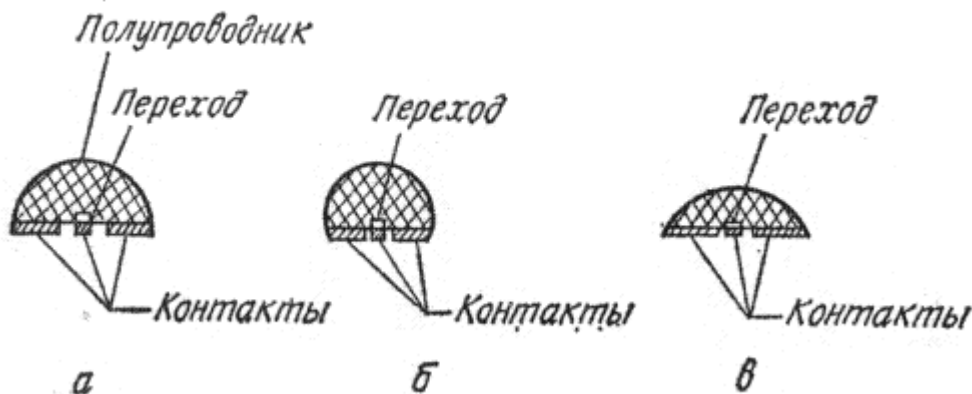


Рис. 11. Розріз трьох світлодіодів. а- напівсфера; б- зрізана сфера; в- параболоїд.

На рис. 12 наведені типові діаграми направленості для плоского, напівсферичного і параболічного світло діодів. Вочевидь, що потрібна діаграма направленості може бути отримана за рахунок зміни геометрії приладу.

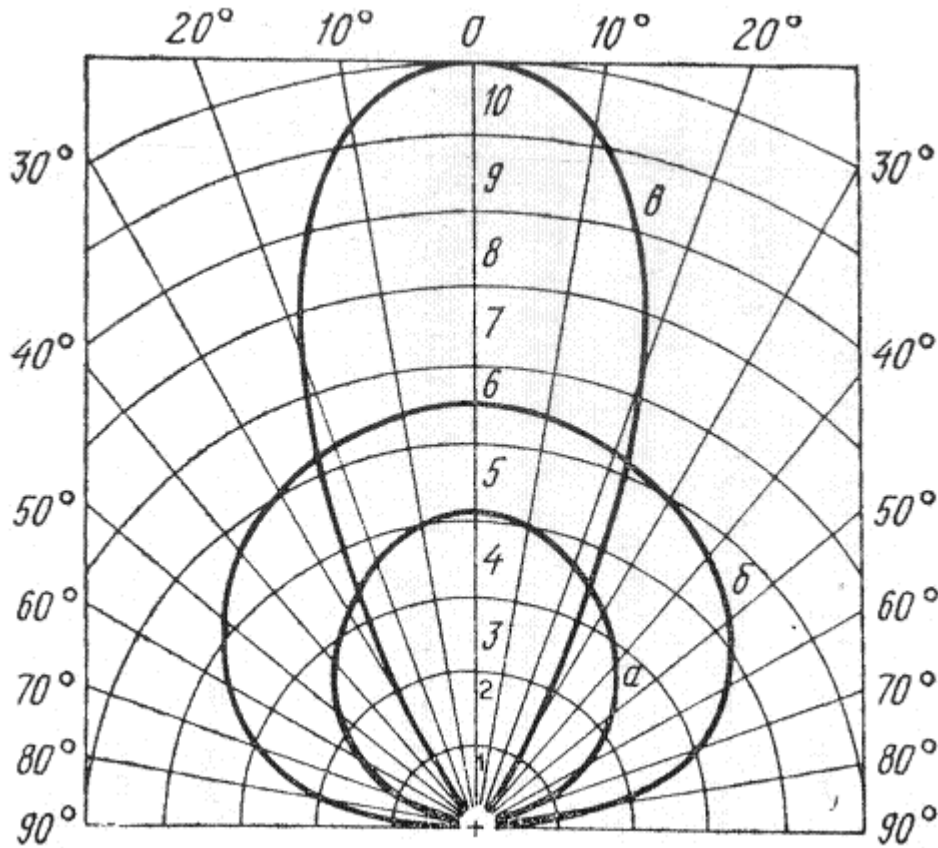


Рис. 12. Діаграма направленості випромінювання діодів плоскої (а), напівсферичної (б) і параболічної (в) геометрії.

На рис. 13 представлені відносні спектри випромінювання деяких типових світлодіодів при кімнатній температурі.

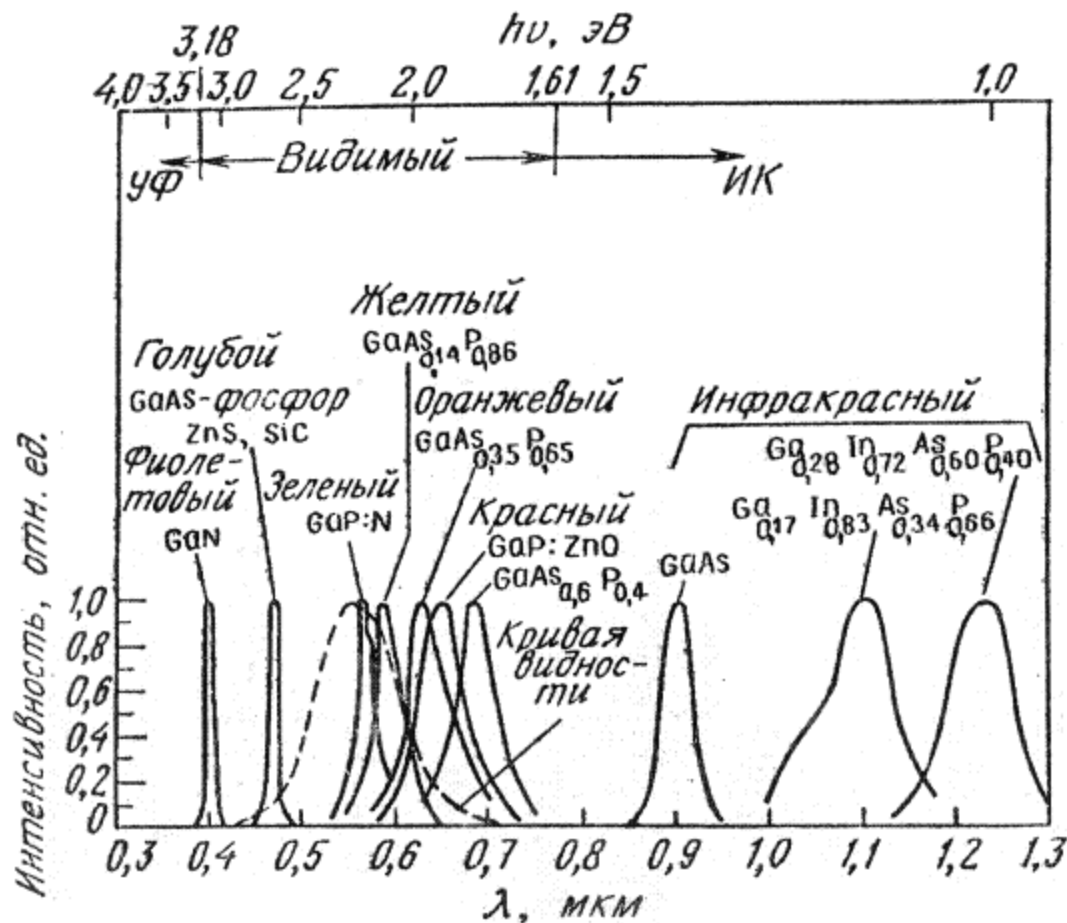


Рис. 13. Відносні спектри випромінювання різних світлодіодів видимого і інфрачервоного діапазонів.

**GaAs, і сполуки типу  $A^3B^5$  – інфрачервоні світлодіоди.**

**GaAs<sub>0,6</sub>P<sub>0,4</sub>, GaP(ZnO) – червоні світлодіоди.**

Світлодіоди на основі GaP з домішкою ZnO, яка, маючи таку ж кількість загальних валентних електронів, як і пари сусідніх атомів галій – фосфор, заміщує їх в ґратці напівпровідника. ZnO є однією з домішок, що формує ізоелектронні центри. Рівень рекомбінації, обумовлений цією домішкою, розміщений на 0,3 еВ нижче краю зони провідності GaP, в результаті чого випромінюються кванти з енергією 1,95 еВ.

**GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>, GaP(N) – померанчеві, жовті, зелені світлодіоди.**

GaP легований ізоелектронною домішкою N.

ZnS, SiC, перетворювачі інфрачервоного випромінювання в видиме – голубі світлодіоди.

**GaN – фіолетові світлодіоди.**

*Зі збільшенням довжини хвилі  $\lambda_0$ , що відповідає максимуму спектру випромінювання, збільшується також і напівширина спектра. Це обумовлено тим, що ширина спектра спонтанного випромінювання пропорційна  $\lambda_0^2$ .*

На рис. 13 приведена також характеристика чутливості ока (штрихова крива) з максимумом на довжині хвилі 0,555 мкм (зелене світло). По мірі зміщення довжини хвилі в червону область видимого спектру чутливість ока швидко падає.



Рис. 14а ілюструє основну структуру перетворювача, в якому інфрачервоне випромінення світлодіода GaAs поглинається шаром фосфору з добавками іонів рідкоземельних елементів, наприклад ітербія ( $\text{Yb}^{3+}$ ) або ербія ( $\text{Er}^{3+}$ ). Характеристики перетворювача залежать від процесу послідовного поглинання двох фотонів в інфрачервоній області спектра, що супроводжується випроміненням одного фотона у видимій області спектра (рис. 14,б).

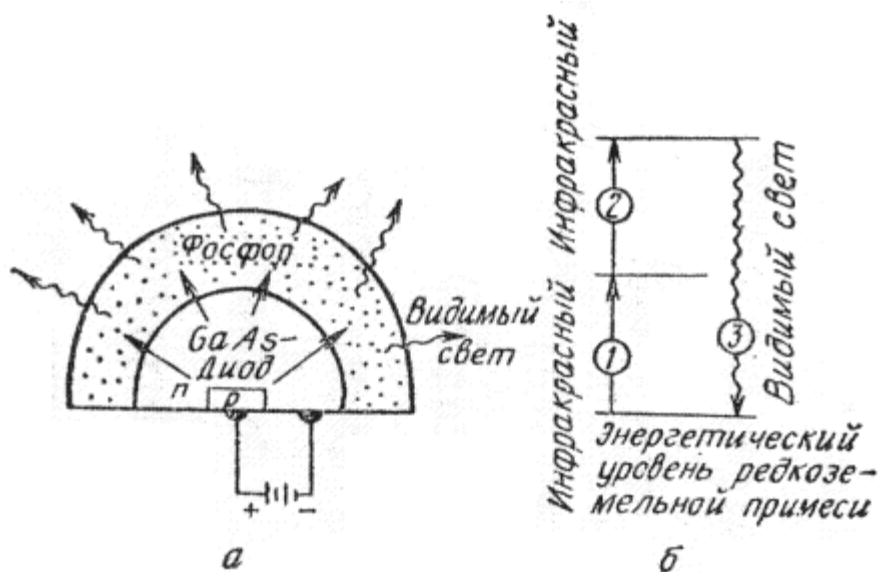


Рис. 14. Перетворювач, в якому випромінювання GaAs-діода збуджує випускання світла фосфором (а) і енергетичні рівні перетворення (б).

Спектральна характеристика чутливості ока повинна враховуватись при оцінках ефективності візуального сприйняття випромінювання від різних світло діодів з відомими значеннями енергії випромінювання.

Яскравісний еквівалент випромінювання ( $Y$ ) має вид

$$Y = L_0 \int V(\lambda)P(\lambda)d\lambda.$$

де  $L_0$  – максимальне значення яскравості, рівне 680 лм/Вт;  $V(\lambda)$  - функція відносної видимості ока;  $P(\lambda)$ - спектр випромінювання.

Як показано на рис. 15, максимум червоного випромінювання діода на основі GaP-ZnO лежить на довжині хвилі 0,69 мкм. Максимум кривої, що відповідає суперпозиції спектра випромінювання з кривою видимості зміщується до значень  $\lambda=0,65$  мкм і відповідає яскравісному еквіваленту, що рівний 15 лм/Вт.

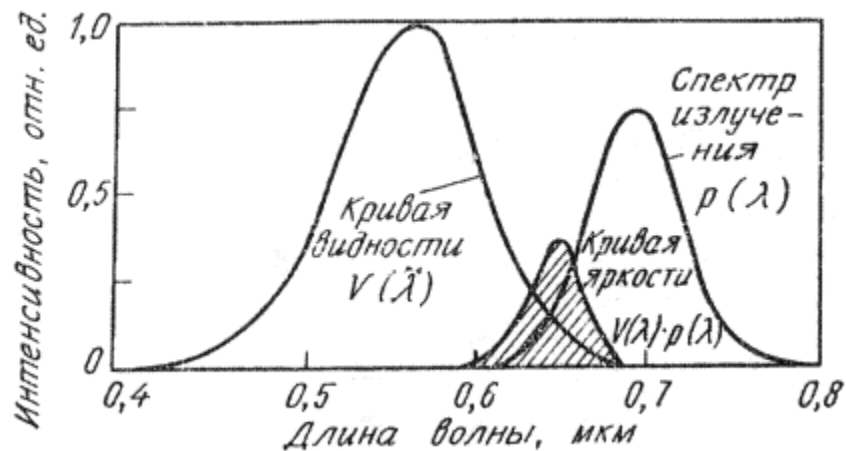


Рис. 15. Оцінка яскравісного еквіваленту випромінювання.

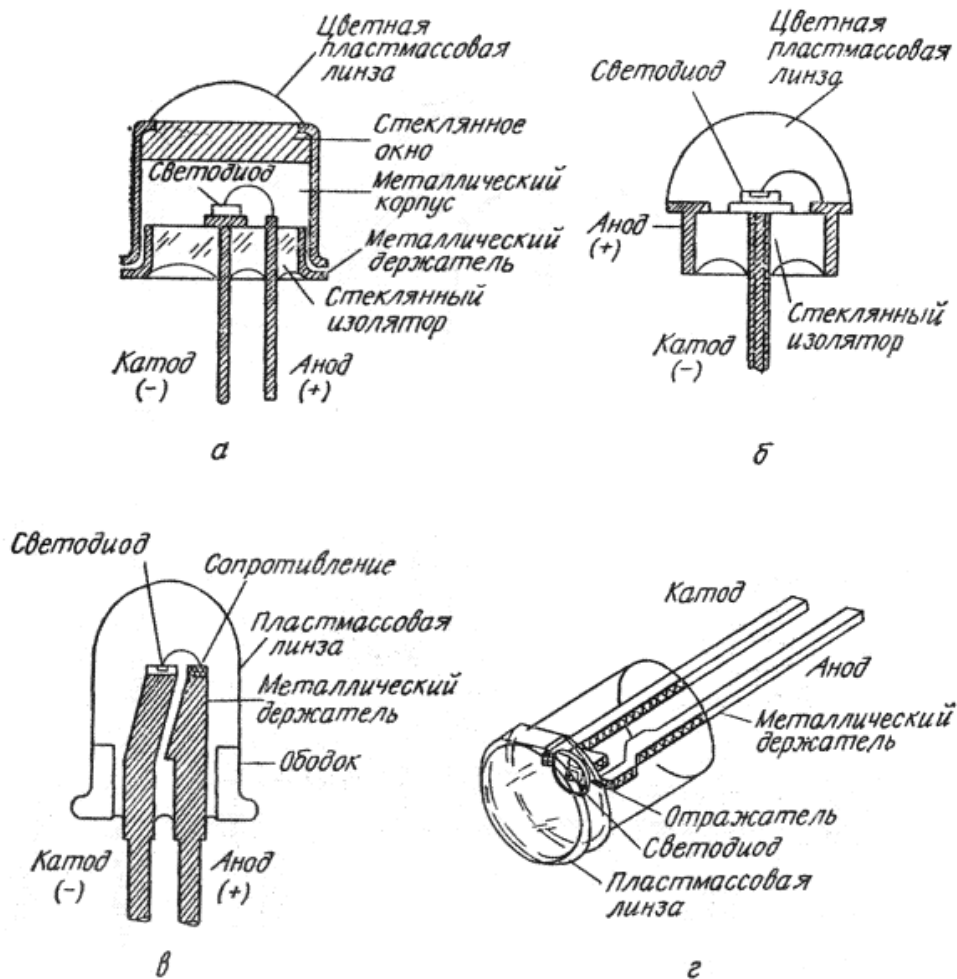


Рис. 16. Схеми конструкцій деяких світлодіодних випромінювачів.

Конструкція корпусу на рис. 16, г задовольняє вимогам для розміщення прозорих світлодіодних кристалів, наприклад, таких, як GaP, які випромінюють через всі п'ять своїх граней.

Світлодіоди, які випромінюють у видимій області спектру, можуть використовуватись в якості індикаторів і дисплеїв, а також в оптронах. На рис. 16 наведені схеми конструкцій різних світлодіодних джерел. Джерело містить кристал з світло діодом і пластмасову лінзу, яка зазвичай закрашується з метою підсилення контрасту і фільтрації випромінювання. Джерела, показані на рис. 16 а і б, виконані на базі звичайних транзисторних і діодних корпусів. В джерелі, зображеному на рис. 16, в, використовується базовий тримач у вигляді металевих провідників, на яких розміщені світло діод і послідовний опір. Пластмасова лінза задає діаграму направленості і кут зору приладу.

На рис. 17 наведені основні формати світлодіодних дисплеїв. Для відображення цифр від 0 до 9 зазвичай застосовуються 7-сегментні дисплеї або світлодіодні матриці з кількістю елементів 3 x 5. В алфавітно-цифрових дисплеях (0 – 9 і А - Z) використовують формати, що містять 14 сегментів або 5 x 7 елементів. Дисплеї можна виготовляти на базі інтегральної технології таким чином, як і кремнієві монолітні схеми, або використовуючи гібридну зборку, в ході якої на рефлекторі формуються сегменти з окремих світлодіодних чіпів.

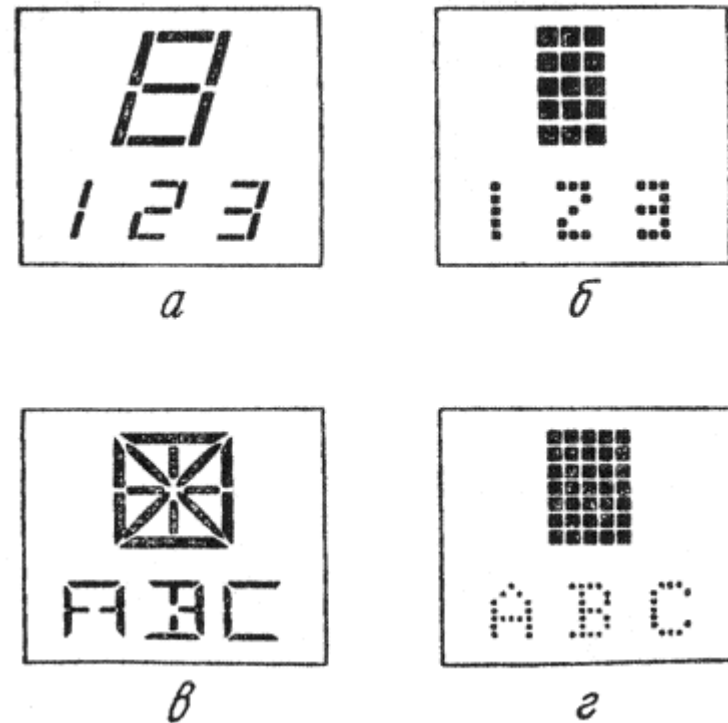


Рис. 17. Формати цифрових і буквових світлодіодних дисплеїв.  
а- 7-сегментний (цифровий);  
б- матричний 3x5 (цифровий);  
в- 14-сегментний (алфавітно-цифровий);  
г- матричний 5x7 (алфавітно-цифровий).

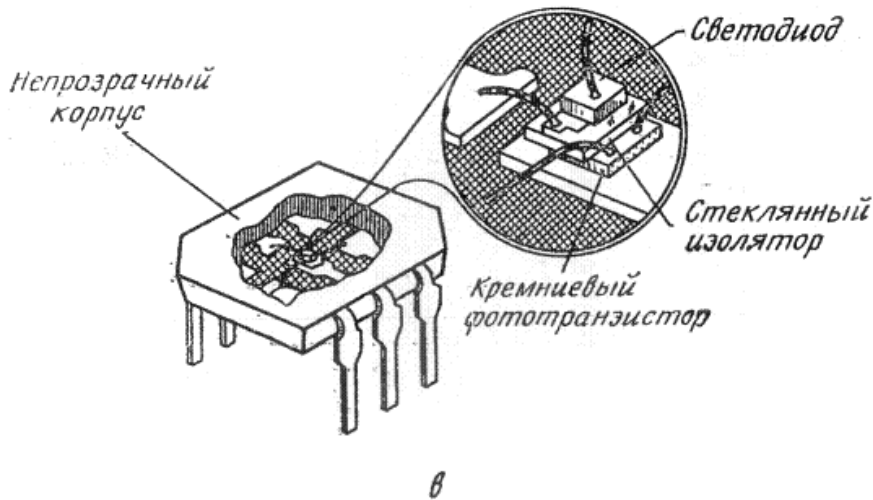
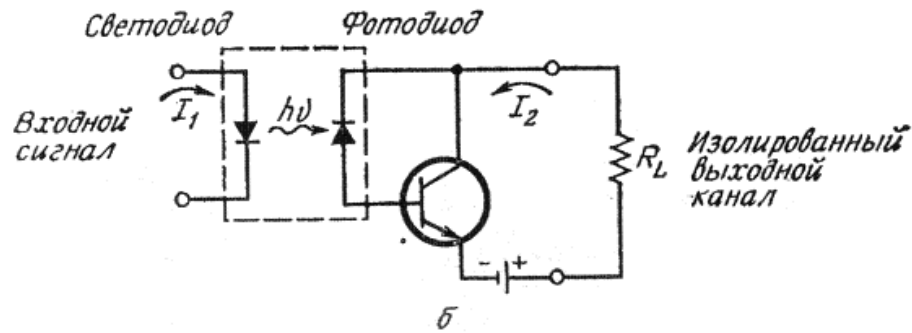
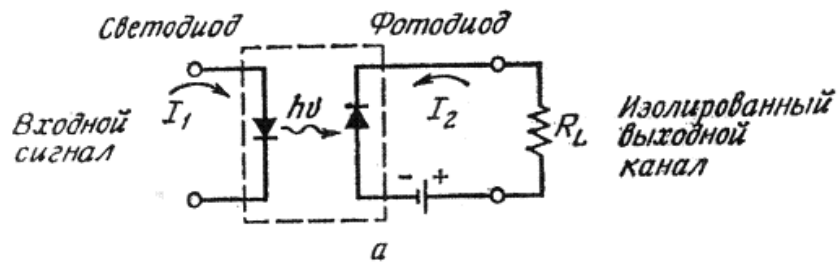


Рис. 18. Оптрони.

а- схема; б- оптрон з високим коефіцієнтом перетворення; в- оптрон, який розміщений на одній контактній площадці.

Світлодіоди можуть використовуватись в оптронах, які забезпечують оптичну розв'язку між входним або керуючим сигналом і виходом. На рис. 18, а показана схема оптрона, що містить світло діод в якості джерела світла і фотодіод в якості детектора. Випромінювання, яке генерується світло діодом при подачі на нього входного електричного сигналу, детектується фотодіодом. Потім випромінювання знову перетворюється в електричний сигнал у вигляді струму, який протікає через опір загрузки. Типові значення коефіцієнта перетворення за струмом  $I_2/I_1$  складає  $10^{-3}$ .

$$I_2/I_1 \sim 10^{-3}$$

Для підсилення коефіцієнта перетворення в оптронах в якості детекторів використовують фото транзистори, при цьому відношення струмів може бути підвищеним до 0.1 : 1.

$$I_2/I_1 \sim 0,1-1$$

На рис. 18, в показана оптрона структура, яка розміщена в одному корпусі. В таких приладах здійснюється оптична передача сигналів зі швидкістю світла і забезпечується електрична ізоляція, так як відсутній зворотний зв'язок з виходу на вхід.

# Інфрачервоні світлодіоди

**Інфрачервоні світлодіоди**, як і світлодіоди видимого випромінювання, мають різну конфігурацію. Інфрачервоне джерело світла на основі GaAs в даний час має найбільшу ефективність електролюмінесценції в основному завдяки тому, що серед всіх прямозонних напівпровідників GaAs є технологічно найбільш освоєним. Одним з важливих застосувань діодів на основі GaAs є **джерела випромінювання в оптронах**. Для виготовлення інфрачервоних світлодіодів використовуються багато інших напівпровідників, які мають заборонену зону меншу 1.5 eV. До них відносяться тверді розчини, в склад яких входять три чи чотири елементи III і V груп періодичної системи. На рис. 13 наведені спектри випромінювання інфрачервоних світло діодів з чорирьохелементних напівпровідників  $Ga_xIn_{1-x}As_{1-y}P_y$ .

Інфрачервоні світло діоди є перспективними джерелами для **волоконно-оптичних ліній зв'язку**. Світло діоди в порівнянні з лазерами мають як **недоліки**, так і **переваги**. До останніх відносяться 1) висока робоча температура, 2) менший вплив температури на потужність випромінювання, а також 3) простота конструкції і 4) схеми живлення.

До **недоліків** відносяться 1) менша яскравість, 2) більш низькі частоти модуляції і 3) більша спектральна ширина лінії випромінювання, типове значення якої становить 10-50 нм, тоді як лазери характеризуються шириною лінії 0.01 – 0.1 нм.







Для зменшення втрат поглинання і забезпечення тісного контакту випромінюючої поверхні з торцем волокна шар напівпровідника, через який проходить випромінювання, повинні бути дуже тонкими (**10 - 15 мкм**). В гетеропереходах (наприклад, GaAs – Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As) потужність випромінювання на виході може бути підвищена за рахунок ефекту обмеження носіїв, який виникає при оточенні шару випромінювальної рекомбінації (наприклад, GaAs) областю напівпровідника з більш широкою забороненою зоною (наприклад, Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As). Гетероперехід може також слугувати в якості вікна, яке не поглинає випромінювання, що виникає в напівпровіднику з меншою забороненою зоною.

$$E_g < 1,5 \text{ eV}; \text{ GaAs, Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y; \text{ GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$$

При **виводі через грань** (рис. 19, б) випромінювання може бути зосереджене у відносно направленому промені, що підвищує ефективність зв'язку світлодіода з волокнами, що мають малий приймальний кут. Просторовий розподіл випромінювання при цьому аналогічний розподілу для лазерів на гетеропереходах.

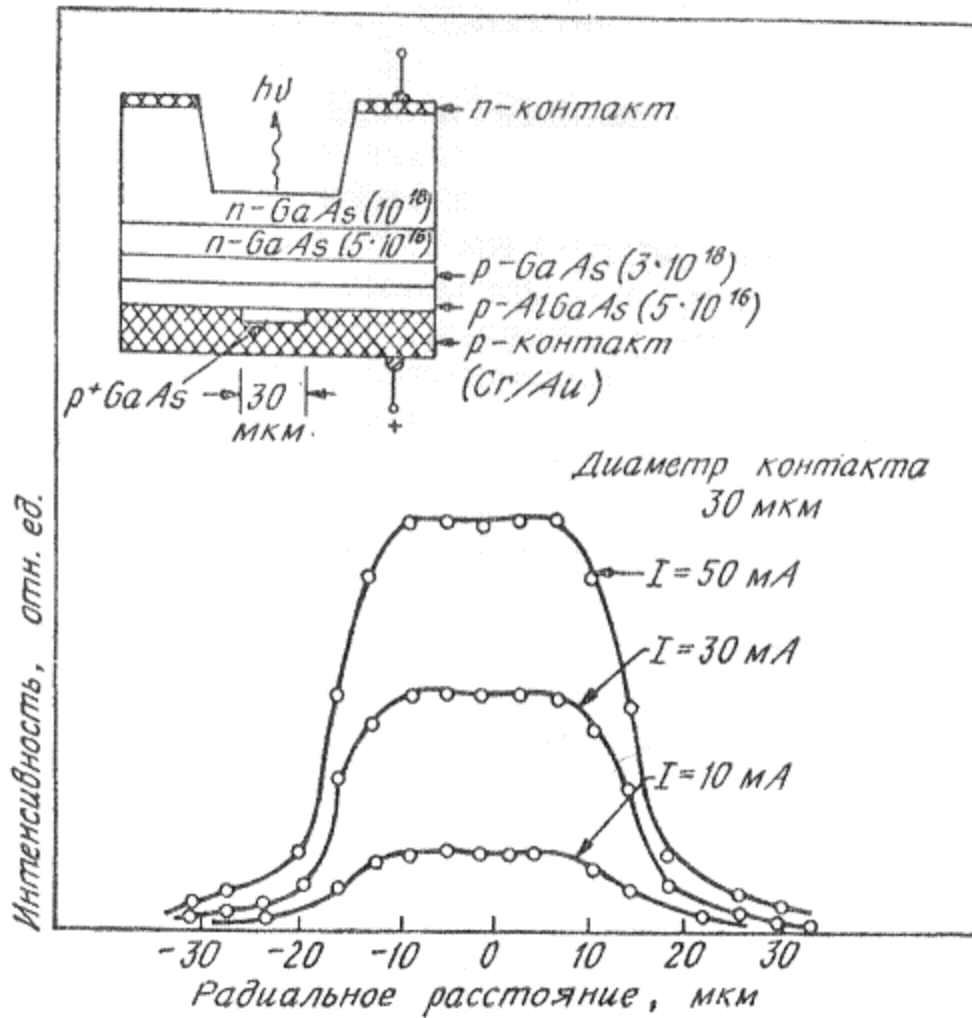


Рис. 20. Розподіл інтенсивності світла поблизу випромінюючої поверхні світлодіода. На вставці показана структура світлодіода.

Вставка на рис. 20 ілюструє структуру поверхневого випромінювача, в якому область випромінення обмежена областю з високим контактним опором. Діаметр омічного контакту до шару  $p^+$ -GaAs становить 30 мкм. Шар металізації Cr/Au навколо області омічного контакту має високий контактний опір з шаром  $p$ -AlGaAs (концентрація легування  $5 \times 10^{16}$  см<sup>-3</sup>). Тому основна частина струму протікає через область омічного контакту. На рис. 20 приведено розподіл інтенсивності світла поблизу випромінюючої поверхні. Видно, що діаметр області випромінювання обмежений розміром 30 мкм, який задається конфігурацією контакту.

Іншим важливим параметром, який повинен враховуватись при конструювання світло діодів для оптичних систем зв'язку, є **діапазон робочих частот**. Квантова ефективність люмінесценції і повний час життя зв'язані з часом життя випромінювальної рекомбінації. При зовнішньому збудженні швидкість повної випромінювальної рекомбінації визначається виразом

$$R_r = Gnp / n_0 p_0,$$

де  $G$  - швидкість повної термічної генерації. Зазвичай це співвідношення записується наступним чином:

$$R_r = Bnp,$$

де  $B$  – константа випромінювальної рекомбінації, яка рівна  $G/n_0 p_0$ .

При достатньо малих рівнях збудження, таких, що в матеріалі  $p$ -типу  $p \approx p_0$ , час життя випромінювальної рекомбінації стає рівним

$$\tau_r = (n - n_0) / R_r \cong 1 / Bp_0$$

а для матеріалу  $n$ -типу, коли  $n \approx n_0$ ,

$$\tau_r = (p - p_0) / R_r \cong 1 / Bn_0$$

## Гранична частота світлодіода

$$f_c = \frac{1}{\tau}$$

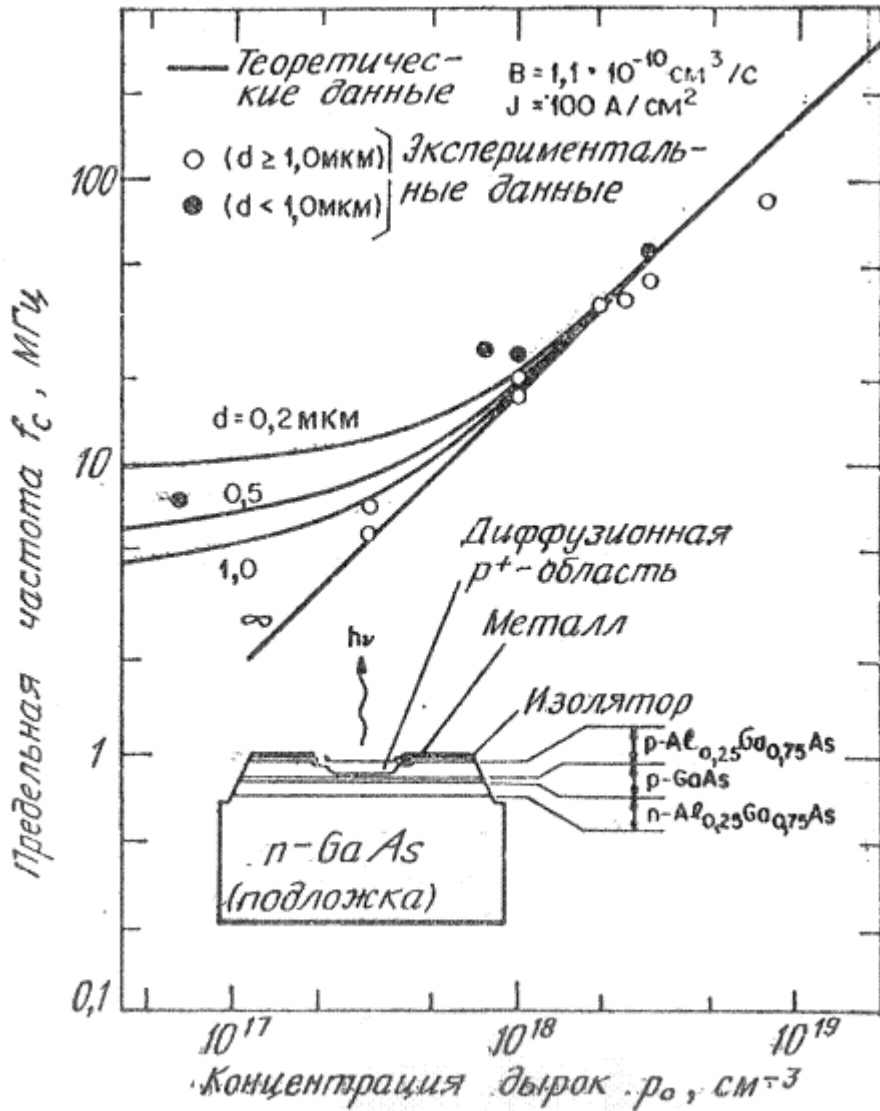


Рис. 21. Залежність граничної частоти світлодіода від концентрації дірок в активному шарі.

Якщо  $\tau_r < \tau_{nr}$ , то  $\tau$  в рівнянні (22) стає близьким до  $\tau_r$ . Таким чином, як слідує з рівнянь (20) і (21), при збільшенні концентрації  $\tau_r$  зменшується, а  $f_c$  зростає. Результати теоретичного розрахунку і експериментальні дані вимірювання залежності граничної частоти від концентрації дірок для світлодіода на основі гетероструктури з виводом випромінювання через поверхню наведені на рис. 21. Видно, що експериментально виміряна гранична частота зростає з концентрацією  $p_0$ , що знаходиться у відповідності до рівнянь (10) і (20).

Для досягнення високих значень  $f_c$  необхідно зменшувати товщину рекомбінаційної області і збільшувати концентрацію носіїв.

## **Порівняння світлодіодів і лазерів**

### ***Переваги світлодіодів:***

- висока робоча температура;
- менший вплив температури на потужність випромінювання;
- простота конструкції і схеми живлення.

### ***Недоліки світлодіодів:***

- менша яскравість;
- нижчі частоти модуляції;
- більша спектральна ширина лінії випромінювання;

для світлодіодів  $\Delta\lambda=10-50$  нм

для лазерів  $\Delta\lambda=0,01-0,1$  нм

**Дякую за увагу!**

# ОСНОВИ НАПІВПРОВІДНИКОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

## Лекція 15

# Напівпровідникові лазери

**Анатолій Євтух**

*Інститут високих технологій  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка*

# Фізика напівпровідникових лазерів

Напівпровідникові лазери, подібно іншим лазерам (таким як рубіновий чи лазер на суміші He-Ne) випускають випромінювання **когерентне** в просторі і часі. Це значить, що випромінювання лазера високо **монохроматичне** (має вузьку смугу спектру) і створює **направлений промінь світла**.

**Відмінні особливості напівпровідникових лазерів:**

1. В звичайних лазерах квантові переходи відбуваються між дискретними рівнями; тоді як в напівпровідникових лазерах переходи обумовлені зонною структурою матеріалу.

2. Напівпровідникові лазери мають дуже малі розміри ( $\sim 0,1$  мм в довжину), і, так як активна область в них дуже вузька ( $\sim 1$  мкм і менш), розходження лазерного променя значно більше, ніж у звичайного лазера.

3. Просторові і спектральні характеристики випромінювання напівпровідного лазера сильно залежать від властивостей матеріалу з якого зроблений перехід (таких властивостей, як структура забороненої зони і коефіцієнт заломлення).

4. В лазері з *p-n* переходом лазерне випромінювання виникає безпосередньо під дією струму, що протікає через прямо зміщений діод. В результаті система в цілому дуже ефективна, оскільки дає змогу легко здійснювати модуляцію випромінювання за рахунок модуляції струму. Оскільки напівпровідникові лазери характеризуються дуже малими часами стимульованого випромінювання, модуляція може здійснюватись на високих частотах.



# Фізика напівпровідникових лазерів

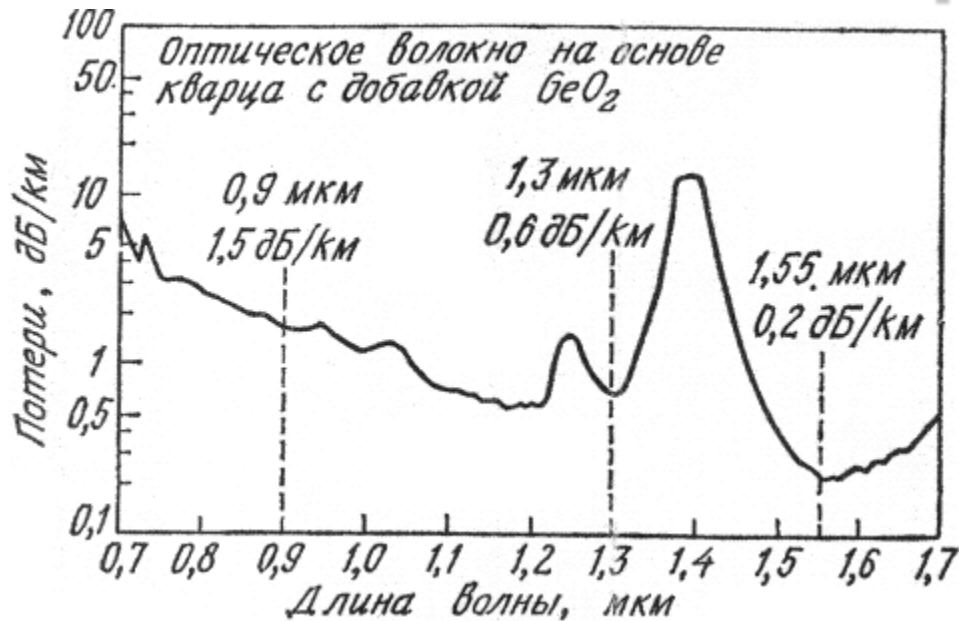


Рис. 22. Залежність втрат від довжини хвилі випромінювання в кварцевому волокні. Позначені три значення довжини хвилі, що являють найбільший інтерес.

1. В інтервалі довжин хвиль поблизу 0,9 мкм в якості джерел випромінювання використовують гетеро лазери на основі  $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ , а в якості фотодетекторів -  $Si$  -фотодіоди або  $Si$  -фотодіоди з лавинним помноженням.

Завдяки малим розмірам і можливості високочастотної модуляції напівпровідниковий лазер являє собою один з перспективних джерел випромінювання для волоконно-оптичних систем зв'язку.

На рис. 22 приведена залежність втрат від довжини хвилі для експериментальних оптичних волокон. На графіку виділені три значення довжини хвилі, які являють практичний інтерес.

$\lambda=0,9$  мкм

Лазери: GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As

Фотодетектори: Si-фотодіоди або Si -  
фотодіоди з лавинним множенням

2. Поблизу довжин хвиль 1.3 мкм волокно має низькі втрати (0.6 дБ/км) і слабку дисперсію, а в околиці довжин хвиль 1.55 мкм втрати досягають мінімального значення 0,2 дБ/км. Для цих двох довжин хвиль в якості джерел випромінювання можуть використовуватись лазери на основі четвертних сполук типу A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>, таких як Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> - InP, а в якості фотодетекторів – германієві лавинні фотодіоди, а також фотодіоди на потрійних і четвертних сполуках.

$\lambda=1,3$  мкм

$\lambda=1,55$  мкм

Лазери: четверні з'єднання Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> - InP

Фотодетектори: Ge- лавинні фотодіоди або фотодіоди  
на потрійних і четвертних сполуках.

3. Волоконно-оптичні лінії зв'язку для більших значень довжин хвиль потребують волокна з виключно низькими втратами, а також ефективні джерела випромінювання (наприклад світло діоди PbS<sub>0,1</sub>Se<sub>0,9</sub>) і чутливі фотодетектори.

Перелік напівпровідникових матеріалів, які проявляють лазерні властивості, постійно зростає. В даний час фактично всі лазерні напівпровідники мають **пряму заборонену зону**. Це обумовлено тим, що випромінювальні переходи в прямо зонних напівпровідниках являють собою процес першого порядку (імпульс зберігається автоматично) і ймовірність переходів висока. В напівпровідниках з **непрямою зоною** випромінювальна рекомбінація виступає як процес другого порядку (тобто збереження імпульсу і енергії при переходах забезпечується участю фононів або інших факторів розсіювання), так що ймовірність випромінювальних переходів суттєво нижча. Крім того, в непрямо зонних напівпровідниках при збільшенні ступеню збудження втрати, пов'язані з поглинанням випромінювання на вільних носіях, які інжектуються, зростають швидше, ніж підсилення.

# Напівпровідникові матеріали

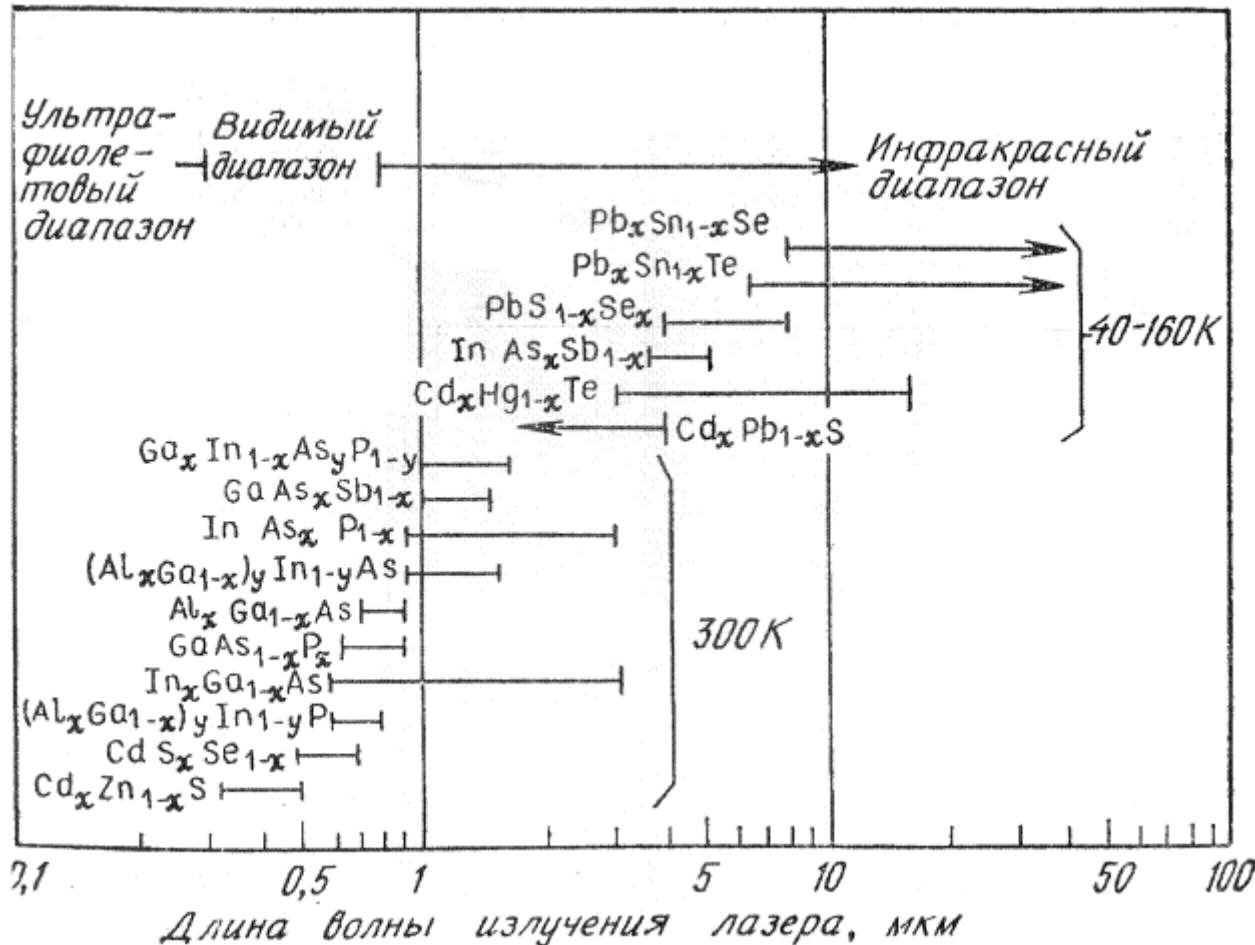


Рис. 23. Інтервали довжин хвиль, для яких є чи можуть бути створені гетеролазери на з'єднаннях  $A^3B^5$  і  $A^4B^6$ .

На рис. 23 наведений діапазон довжин хвиль лазерного випромінювання, що включає спектральні інтервали випромінювання різних напівпровідників і, який охоплює область спектру від ультрафіолетової до інфрачервоної.

Найбільш інтенсивні дослідження і розвиток отримали GaAs і споріднені йому тверді розчини елементів  $A^3B^5$ .

Сполуки  $A^4B^6$ , такі як PbS, PbTe, PbSe і споріднені їх тверді розчини такою мають лазерні властивості.

В цих сполуках, які відносяться до прямо зонних матеріалів, енергетичні екстремуми в зоні Бріллюена локалізовані вздовж напрямку  $\langle 111 \rangle$  на відміну від GaAs, у якого екстремуми розміщені в центрі зони.

Розглянемо прилади на основі напівпровідникових сполук типу  $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ . Якщо вузли гратки, що відповідають елементам III групи, випадковим чином зайняті різними атомами елементів цієї групи або подібна ситуація реалізується у вузлах гратки елемента V групи, то такі елементи відносяться до кристалічних твердих розчинів. При їх описі часто використовують позначення типу  $A_xB_{1-x}C$  і  $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$  відповідно для потрійних і четвертних сполук, де A і B – елементи III групи, а C і D – елементи V групи. В межах кожної групи елементи можуть бути розміщені в алфавітному порядку або у відповідності до їх атомних номерів. Ми будемо використовувати алфавітний порядок розміщення елементів всередині груп.

До найбільш важливих складних сполук відносяться тверді розчини  $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$  і  $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$ .

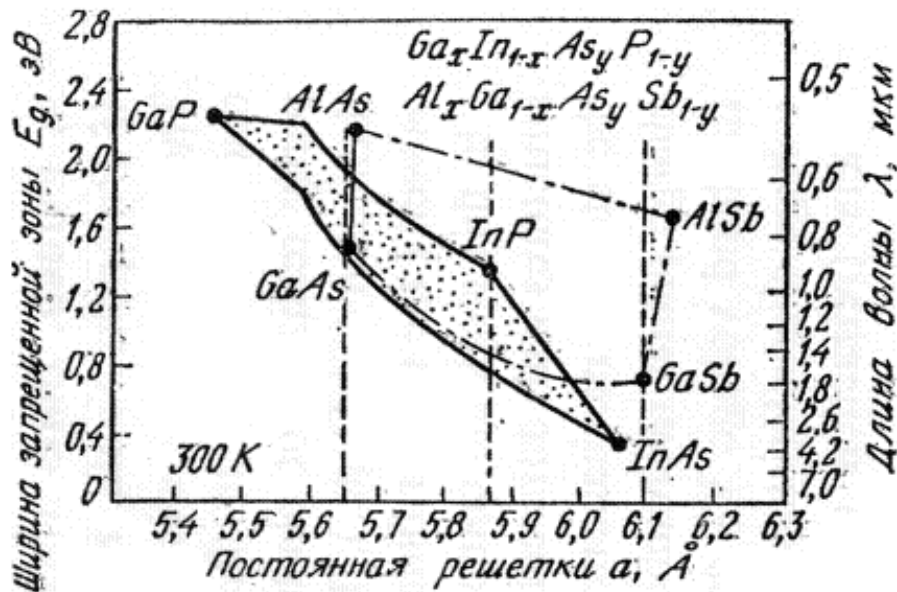
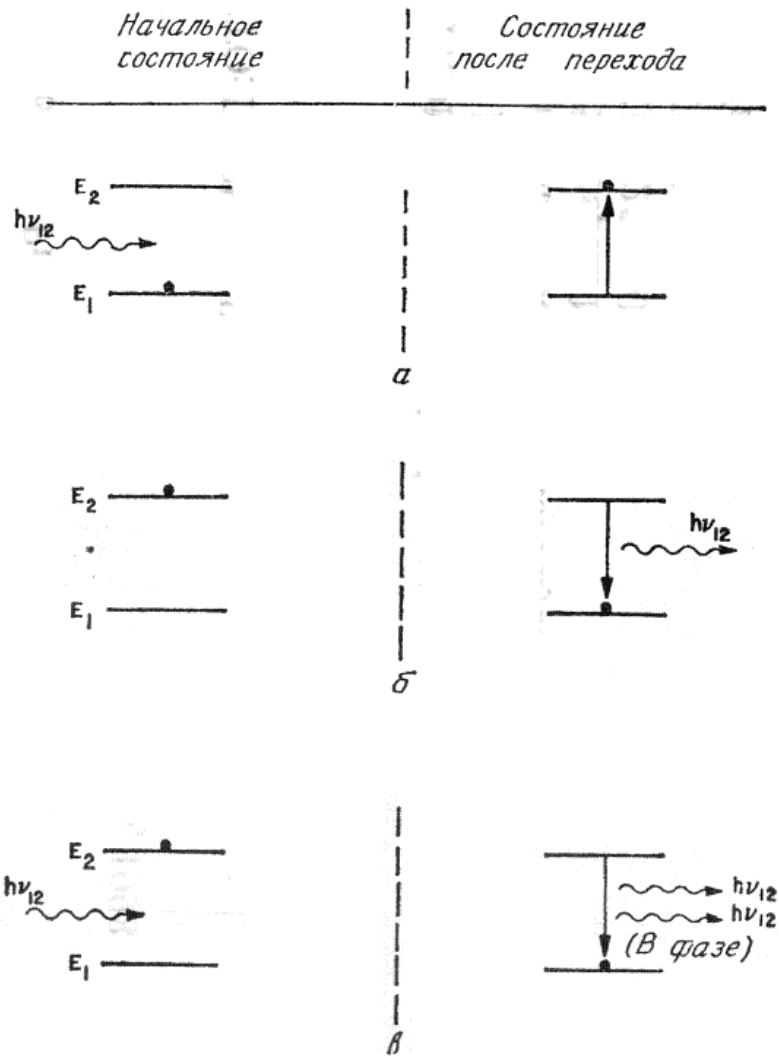


Рис. 24. Ширина забороненої зони і постійна ґратки для твердих розчинів типу  $A^3B^5$ .

На рис. 24 наведена діаграма значень ширини забороненої зони і постійної ґратки для бінарних напівпровідників типу  $A^3B^5$  і їх проміжних потрійних і четвертних сполук. Для створення структур зі знехтувано малою густиною станів на границі розділу необхідні пари напівпровідників з близькими постійними ґратки. При використанні GaAs ( $a = 0,56533$  нм) в якості підкладки для гетеро структури з потрійною сполукою  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  можна досягти неузгодження ґраток менше 0,1 %. Аналогічно підкладка з InP ( $a = 0,58686$  нм) може мати майже ідеальне узгодження постійних ґратки з четвертною сполукою  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ , що позначено вертикальними лініями на рис. 24.

# Стимульоване випромінювання



Робота лазера пов'язана з трьома основними процесами, які обумовлені переходом носіїв: **1) поглинанням, 2) спонтанною емісією і 3) стимульованим випромінюванням.**

Для опису цих процесів розглянемо два енергетичні рівні  $E_1$  і  $E_2$ , один із яких характеризує основний, а інший – збуджений стан атома (рис. 25). Будь-який перехід між цими станами супроводжується випусканням або поглинанням фотона з частотою, яка визначається із співвідношення  $h\nu_{12} = E_2 - E_1$ , де  $h$  – постійна Планка. При звичайних температурах більшість атомів знаходяться в основному стані.

$$h\nu_{12} = E_2 - E_1.$$

Рис. 25. Три основні типи переходів між двома енергетичними рівнями  $E_1$  і  $E_2$ . Чорними кружками позначені стани атома. а- поглинання; б- спонтанне випромінювання; в- стимульоване випромінювання.



Ця ситуація порушується в результаті впливу на систему фотона з енергією рівною  $h\nu_{12}$ . Атом в стані  $E_1$  поглинає фотон і переходить в збуджений стан  $E_2$ . Це і складає процес *поглинання випромінювання* (рис. 25, а). Збуджений стан є нестабільним і через короткий проміжок часу без будь-якої зовнішньої дії атом переходить в основний стан, випускаючи фотон з енергією  $h\nu_{12}$ . Цей процес називається *спонтанною емісією* (рис. 25, б).

Час життя пов'язаний зі спонтанною емісією (тобто середній час збудженого стану) може змінюватись в широкому діапазоні, зазвичай в межах  $10^{-9}$ - $10^{-3}$  с, в залежності від параметрів напівпровідника, таких як структура зон (пряма чи непряма) і густина рекомбінаційних центрів.

Зіткнення фотона, що має енергію  $h\nu_{12}$  з атомом, який знаходиться в збудженому стані, стимулює миттєвий перехід атома в основний стан з випусканням фотона з енергією  $h\nu_{12}$  і фазою, що відповідає фазі падаючого випромінювання. Цей процес називається *стимульованим випромінюванням* (рис. 26, в).



# Лазери на основі подвійних гетероструктур

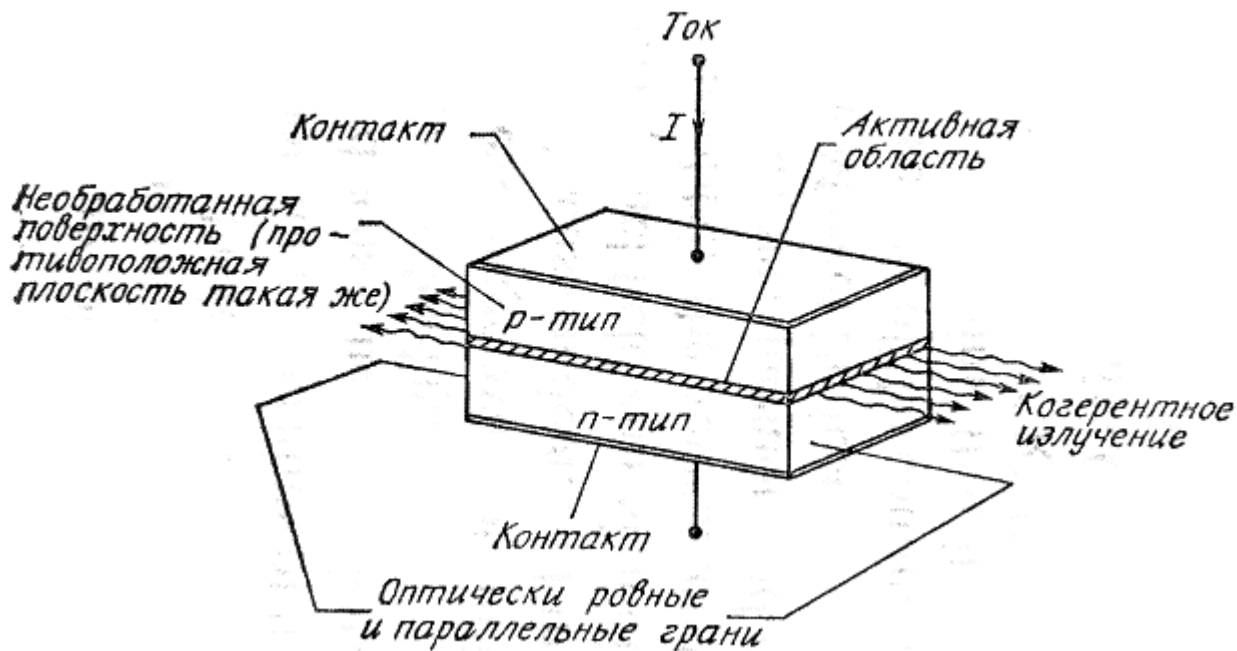


Рис. 26. Основна структура лазера з  $p-n$  переходом у виді резонатора Фабрі-Перо.

На рис. 26 показана базова структура лазера з  $p-n$  - переходом. Дві бокові грані структури сколюються або поліруються перпендикулярно до площини переходу. Дві інші грані робляться шорсткими для того, щоб виключити випромінювання в напрямках, які не співпадають з головним. Така структура називається **резонатором Фабрі-Перо**.

Зміщення лазерного діода в прямому напрямку викликає протікання струму. Спочатку, при низьких значеннях струму виникає спонтанне випромінювання, що розповсюджується в усіх напрямках. При збільшенні зміщення струм досягає порогового значення, при якому складаються умови для стимульованого випромінювання, і  $p-n$  перехід випускає монохроматичний і строго направлений промінь світла (рис. 26).

Для гомоструктур (наприклад,  $p-n$  -переходів на основі GaAs) порогова густина струму швидко збільшується з ростом температури. При кімнатній температурі типове значення  $J_{th}$  (отримане при вимірах в імпульсному режимі) складає  $5,0 \times 10^4$  А/см<sup>2</sup>. Така велика густина струму складає серйозні труднощі при реалізації режиму неперервної генерації при 300 К. З метою зменшення порогової густини струму були запропоновані, а потім за допомогою епітаксійної технології реалізовані лазери на гетероструктурах.

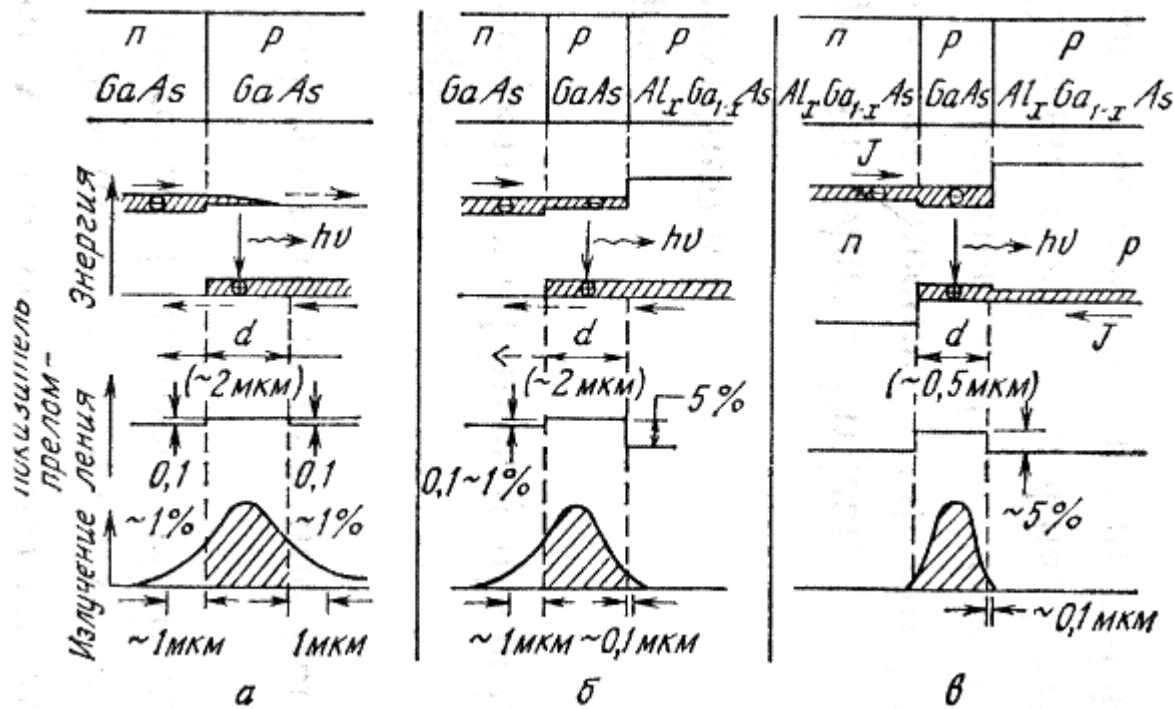


Рис. 27. Порівняльні характеристики деяких лазерних структур. а- гомоструктура; б- структура з одним гетеропереходом; структура з двома гетеропереходами.

На рис. 27 схематично зображені гомоструктура, структури з одним і двома гетеропереходами, і їх зонні діаграми в умовах прямого зміщення, а також профілі розподілу показника заломлення і інтенсивності світла, яке генерується в  $p$ - $n$  переході. Як видно із рис. 27, в структурі з двома гетеро переходами носії зосереджені всередині активної області, яка обмежена з обох сторін потенціальними бар'єрами; випромінювання також обмежено цією областю внаслідок стрибкоподібного зменшення показника заломлення за її межами.

Ці обмеження сприяють підсиленню стимульованого випромінювання і відповідно зменшенню порогової густини струму.

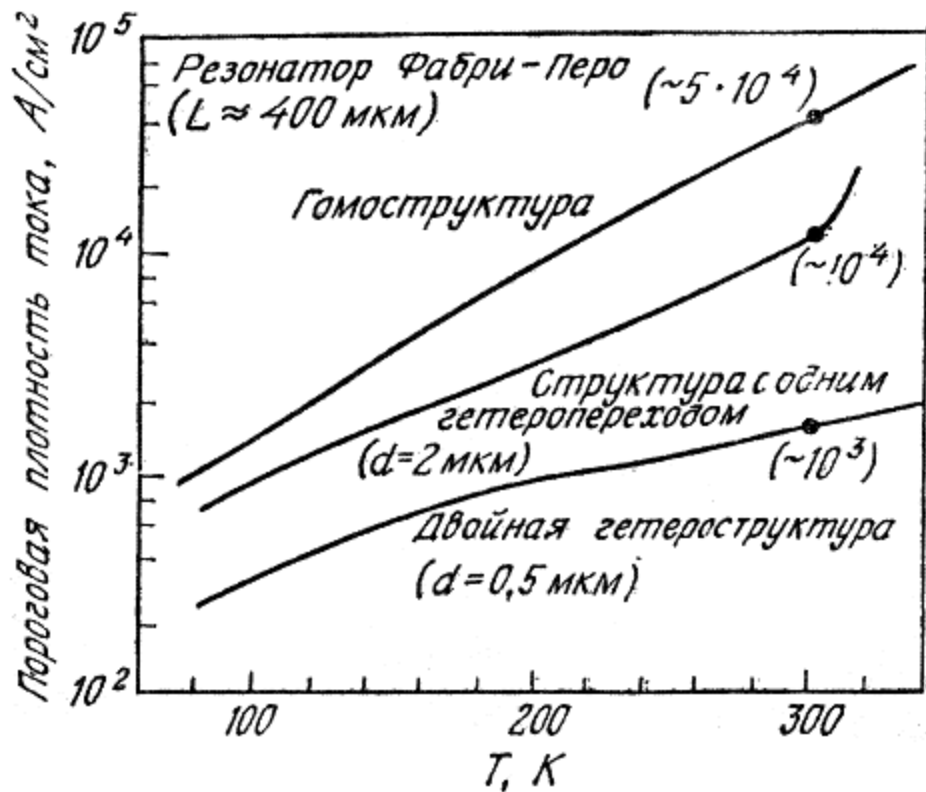


Рис. 28. Температурна залежність порогової густини струму для трьох лазерних структур.

На рис. 28 для порівняння наведені залежності  $J_{th}$  від робочої температури для трьох структур, які зображені на рис. 27. Слід відмітити, що найслабша температурна залежність спостерігається для **лазерів на подвійних гетероструктурах (ДГ – лазери)**. Оскільки  $J_{th}$  в ДГ-лазерах при 300 К може досягати значень  $10^3$   $A/cm^2$  і менших, виявляється можливим реалізовувати режими неперервної генерації при кімнатній температурі. Завдяки цьому лазери знайшли широке застосування в науці і промисловості, зокрема в волоконно-оптичних системах зв'язку. Далі будемо в основному розглядати ДГ-лазери.

# Хвилеводний ефект

## Коефіцієнт оптичного обмеження.

В ДГ-лазері світло утримується і направляється діелектричним хвилеводом.

На рис. 29,а показаний діелектричний хвилевід на основі трьохшарової структури, в якій активний шар розміщений між двома неактивними шарами.

Якщо показники заломлення шарів задовольняють умові

$$n_2 > n_1 \geq n_3$$

то кут падінні променю  $\theta_{12}$  на границі розділу між шарами 1 і 2 буде більше критичного. Аналогічна ситуація спостерігається на границі розділу шарів 2 і 3.

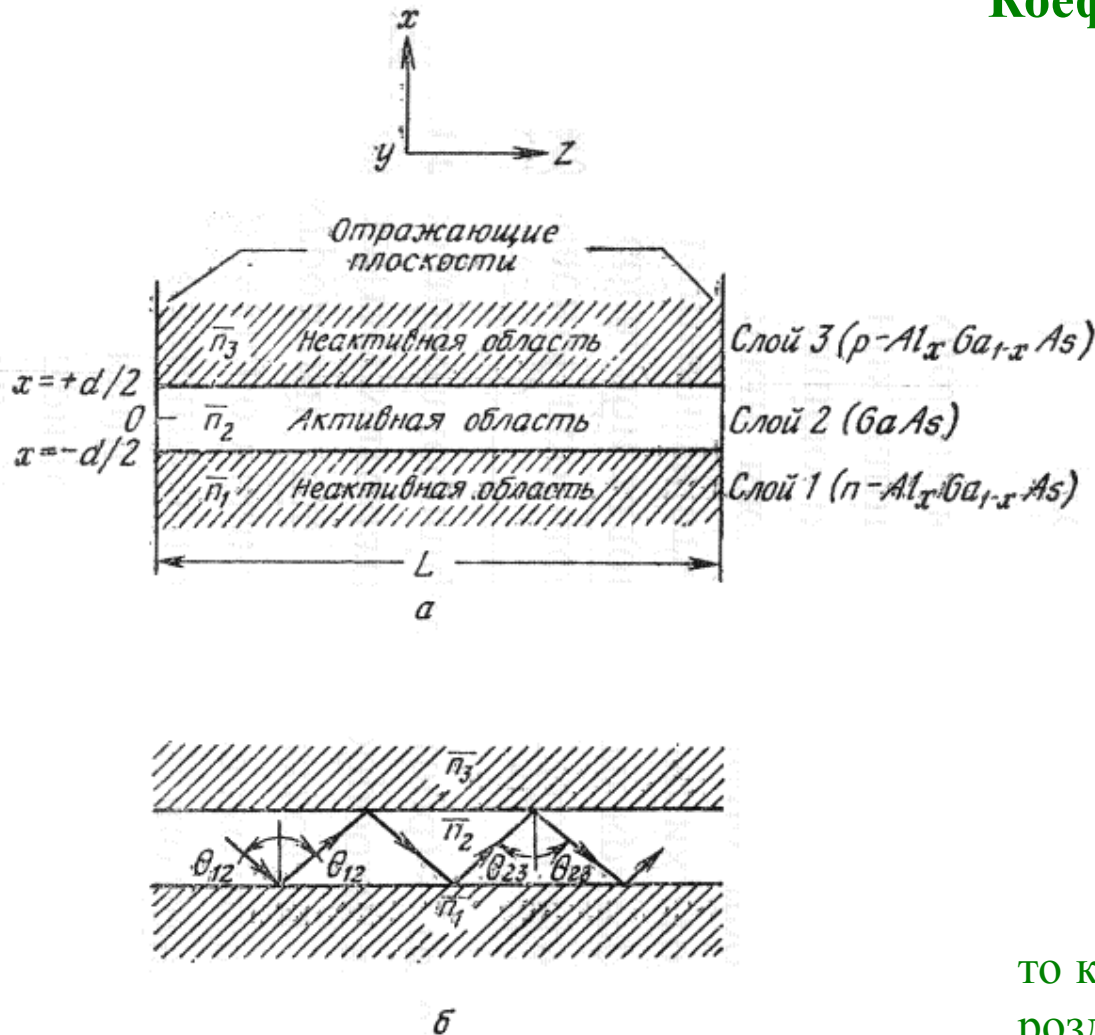


Рис. 29. Трьохшаровий діелектричний хвилевод (а) і хід променів в ньому (б).

**Таким чином, якщо показник заломлення активної області більший показників заломлення оточуючих її шарів, то електромагнітне випромінювання розповсюджується в напрямку, паралельному границі розділу шарів.**

В лазерах з гомоструктурою різниця між показником заломлення центрального шару хвилеводу і показниками заломлення сусідніх шарів становить лише 0,1 – 1 %. В гетеро лазерах можна задати більш суттєву зміну показників заломлення на кожному гетеропереході (до  $\sim 10\%$ ) і тим самим забезпечити чітко виявлене обмеження випромінювання.

# Робочі характеристики лазерів.

## Лазерні структури

Низька порогова густина струму в гетеролазерах забезпечується двома факторами:

- 1) обмеженням носіїв енергетичними бар'єрами між активною областю і шаром напівпровідника з більш широкою забороненою зоною;
- 2) оптичним обмеженням за рахунок різкого зменшення показника заломлення за межами активної області.

$$\text{а) } J_{th} \approx 500 \text{ А/см}^2.$$

В ДГ-лазерах обмеження обох типів відбувається всередині активного шару на одній і тій же товщині.

Для створення гетеролазерів використовуються і деякі інші гетеро структури. На рис. 43, а показана послідовність шарів в *гетеролазері з роздільним обмеженням* і наведені залежності ширини забороненої зони, показника заломлення і розподіл інтенсивності світла в напрямі, який перпендикулярний площині переходу. Скачок  $E_g$  на границі між GaAs і  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  достатній для того, щоб обмежити кількість носіїв в середині шару товщиною  $d$ , в той же час скачок  $n$  на цій границі не забезпечує оптичного обмеження. Більша величина скачка показника заломлення між  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  і  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  служить для оптичного обмеження і формує оптичний хвилевод товщиною  $W$ . В такій структурі була отримана низька порогова густина струму  $J_{th} \approx 500 \text{ А/см}^2$ .



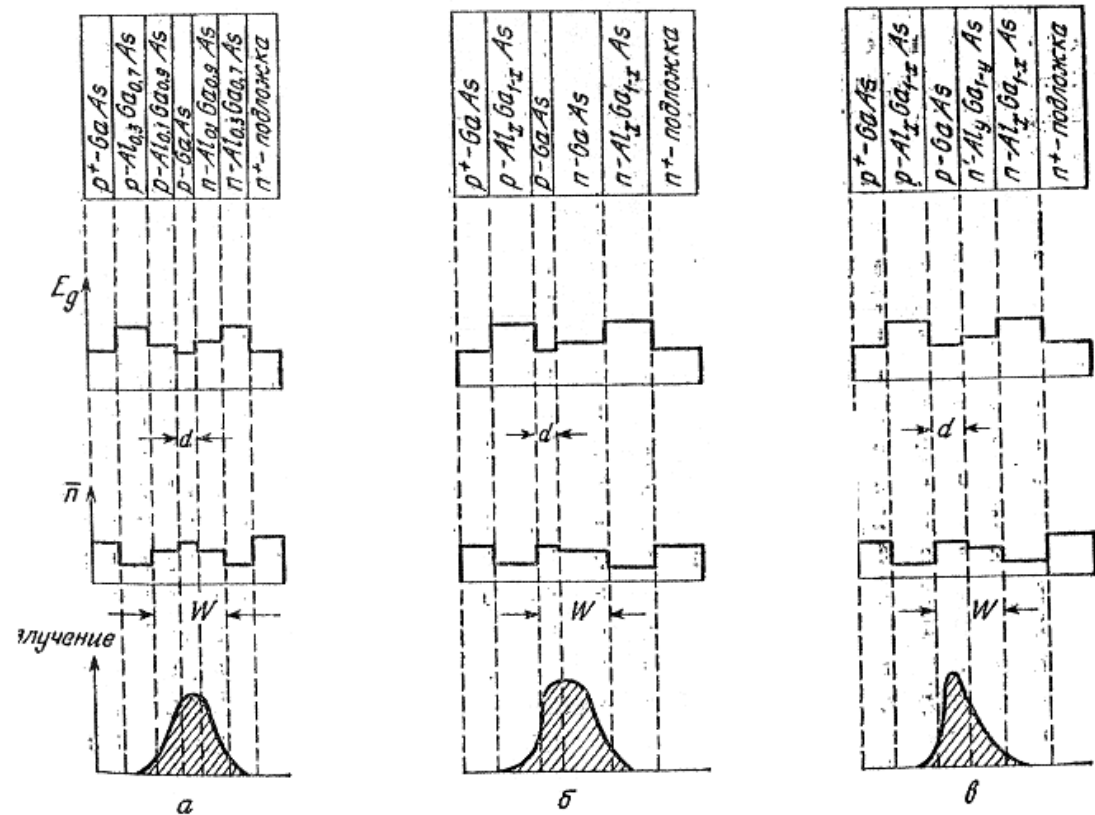


Рис. 43. Енергетична діаграма, показник заломлення і інтенсивність світла в трьох типах гетеролазерів. а- ДГ-лазер з роздільним обмеженням; б- ДГ-лазер з розширеним хвилеводом; в- чотирьохшаровий гетеролазер.

Переваги таких лазерів полягають в тому, що в них на відміну від ДГ-лазерів збільшення товщини оптичного хвилеводу  $W$  досягається без суттєвого зростання  $J_{th}$ . Оскільки в таких лазерах переріз оптичного хвилеводу може бути збільшений, то в порівнянні з ДГ-лазерами вони можуть випромінювати більшу потужність.

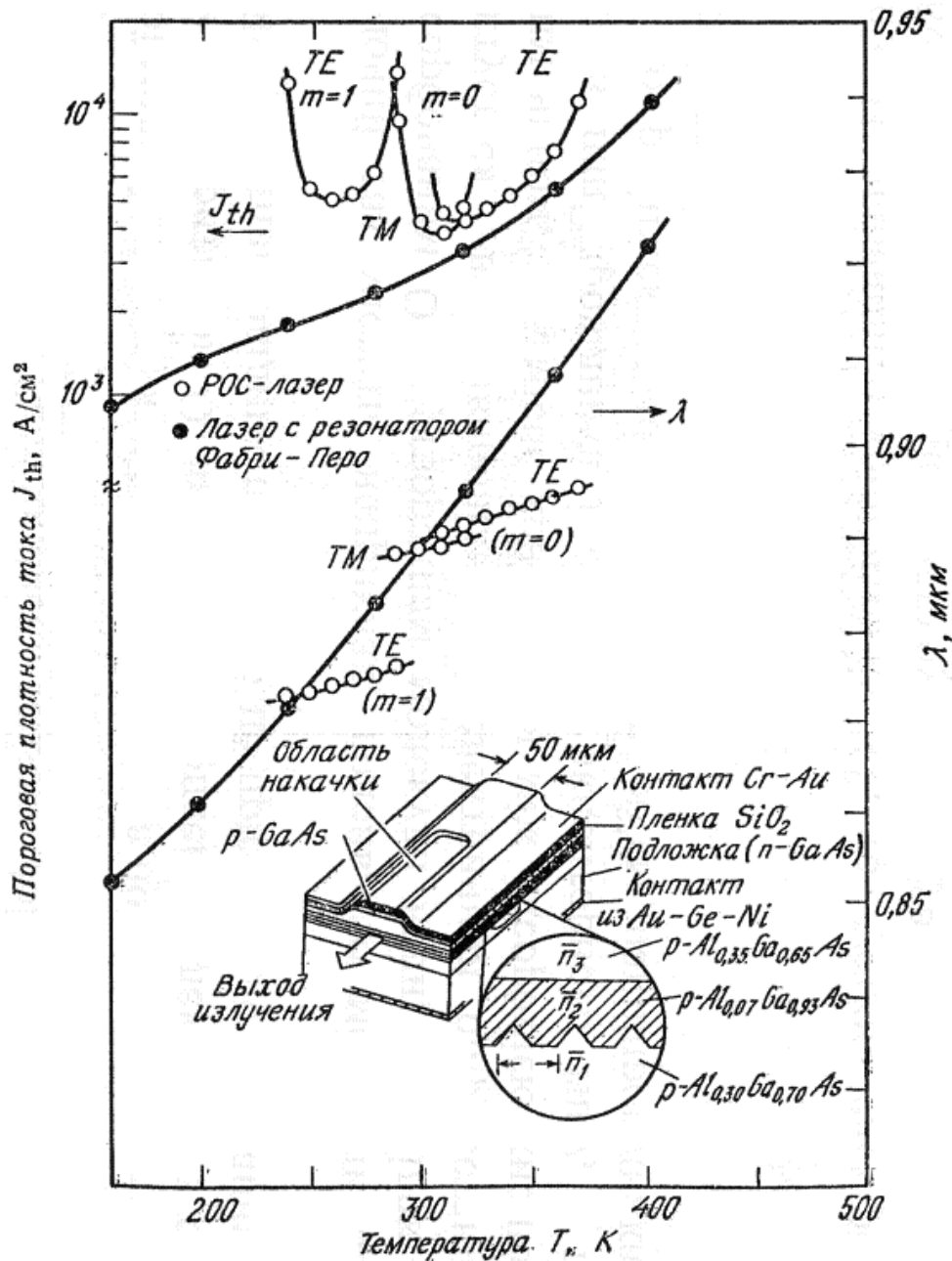
Чотиришаровий гетеролазер з розширеним хвилеводом (рис. 43, б) має структуру, аналогічну структурі ДГ-лазера з роздільним обмеженням, за виключенням того, що в ньому в якості хвилеводу використовується  $p-n$  - гомоперехід, який розміщений між двома гетеропереходами. Більша частина струму, що протікає через перехід, обумовлена інжекцією електронів в  $p$  - шар, який грає роль активної області. Гетероперехід  $p\text{-GaAs}/p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  забезпечує оптичне і електронне обмеження.



На рис. 43, в показаний *чотиришаровий гетеролазер*, в якому шар  $n$ -GaAs замінений шаром  $n$  -  $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  з  $y = 0,1-0,2$ . Ця структура може працювати в режимі генерації основної поперечної моди при порівняно низькій густині  $J_{th}$ , має високу вихідну потужність і відносно невелике розходження променю.

Більшість гетеролазерів мають плоску геометрію.

В усіх розглянутих структурах зворотній зв'язок необхідний для генерації лазерного випромінювання, забезпечується за рахунок відбиття на торцевих гранях резонатора, сформованих сколюванням або поліровкою. Зворотній зв'язок може бути також отриманий шляхом періодичної зміни показника заломлення всередині оптичного хвилевода, що зазвичай досягається гофруванням границі розділу між двома діелектричними шарами.



Приклад такої структури наведений на рис. 45 (вставка). Періодична зміна, яка задається конструкцією приладу, викликає інтерференцію. Лазери, в яких використовуються такі гофровані структури, називаються **лазерами з розподілим зворотнім зв'язком (РЗЗ) або розподілим брегівським відбивачем (РБВ)**. Ці гетеролазери можуть з успіхом використовуватись в інтегральній оптиці в якості джерел випромінювання. На рис. 45 наведені характеристики лазера з розподілим зворотнім зв'язком і (для порівняння) лазера з резонатором Фабрі-Перо.

Рис. 46. Залежність порогової густини струму і довжини хвилі генерації від температури  $p$ - $n$  переходу. На вставці показаний лазер з розподілим зворобнім зв'язком (РЗЗ-лазер).

В температурному діапазоні 150-400 К для РЗЗ-лазера спостерігаються дві ТЕ-моди і одна ТМ-мода. Випромінювання лазера з резонатором *Фабрі-Перо* пов'язане з температурною залежністю ширини забороненої зони, а зміна довжини хвилі генерації *РЗЗ-лазера* – з більш слабкою температурною залежністю показника заломлення.

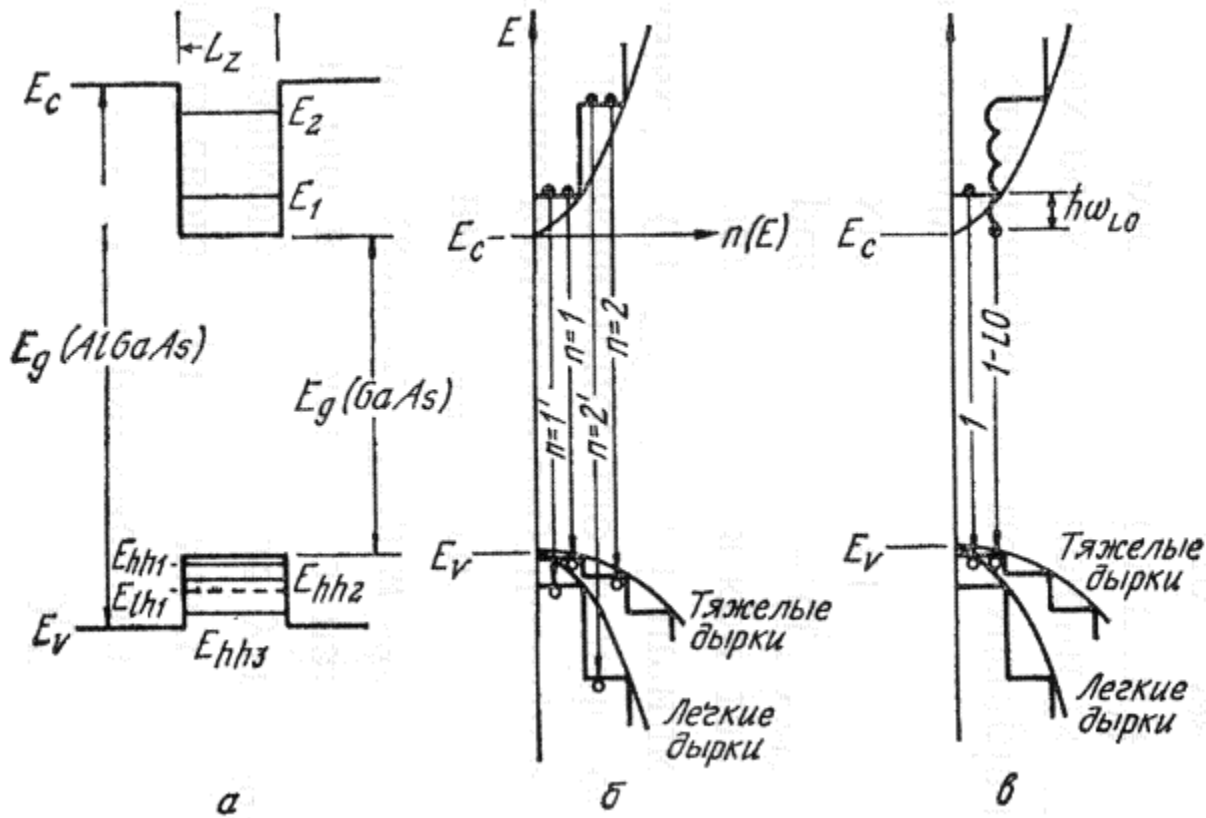


Рис. 46. Зонна діаграма гетероструктури з квантовою ямою (а), діаграма густини станів (б) і фононне розсіяння в гетеролазері з квантовою ямою (в).

В даний час створені напівпровідникові лзери на основі структур з надграткою. Такі прилади називаються **гетеролазерами з квантовими ямами**. Зменшення товщини активного шару ДГ-лазера до величини, яка порівняльна з довжиною хвилі де Бройля для носіїв ( $\lambda = h/p$ , де  $h$  – постійна Планка, а  $p$  – імпульс), приводить до двовимірного квантування і виникнення дискретних рівнів. Енергія рівнів залежить від величини потенціальних бар'єрів на границях кінечної прямокутної ями.

На рис. 46, а наведена енергетична діаграма гетероструктури  $Al_xGa_{1-x}As - GaAs$ , в якій  $L_z \approx 10$  нм. Рівні  $E_1, E_2$  є енергетичними станами електронів,  $E_{hh1}, E_{hh2}, E_{hh3}$  - стани важких дірок,  $E_{lh1}, E_{lh2}$  - легких дірок.

На рис. 46, б наведена відповідна діаграма густини станів. Напівпараболи, що являють собою краї зони провідності  $E_C$  і валентної зони  $E_V$ , відповідають густинам станів об'ємного напівпровідника. Ступінчата зміна густини станів характеризує структуру з квантовими ямами. Міжзонні рекомбінаційні переходи (правило відбору  $\Delta n = 0$ ) відбуваються з основного стану в зоні провідності (наприклад,  $E_1$ ) в основний стан у валентній зоні (наприклад,  $E_{hh1}$ ). Енергія переходу задається виразом

$$\hbar\omega = E_g(GaAs) + E_1 + E_{hh1}.$$

Така рекомбінація на відміну від рекомбінації в об'ємному напівпровіднику з неперервним енергетичним спектром носіїв, що тобумовлений параболічною зміною густини станів, здійснюється при наявності добре локалізованих енергетичних рівнів. Рис. 46, в ілюструє іншу важливу особливість гетероструктур з квантовими ямами, яка полягає в тому, що носії, які інжектуються з більшими енергіями, можуть збуджувати фонони і розсіювати свою енергію, переходячи в кінцевому рахунку на стани з меншою густиною. В об'ємному напівпровіднику процес збудження фононів обмежується зменшенням густини станів (особливо біля краю зони), тоді як в системі з квантовими ямами в межах області з постійною густиною станів таке обмеження відсутнє.

В результаті цього процесу енергія електрона може виявитись нижче рівня , обумовленого квантовим обмеженням, наприклад нижче рівня (рис. 46, в), що може привести до генерації лазерного випромінювання з енергією фотонів  $\hbar\omega < E_g$  замість енергії  $\hbar\omega > E_g$ , яка характеризує рекомбінацію без участі фононів.

Гетеролазери з квантовими ямами були виготовлені на основі структури  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  - GaAs методом хімічного вакуумного осадження з металоорганіки. Виготовлені лазери мали полоскову геометрію, в якості обмежувальних областей використовувались шари  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ , а нелегована тактивна область містила шість квантових ям із шарів GaAs товщиною  $L_z \approx 12$  нм, які розділені п'ятьма бар'єрними шарами  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  товщиною  $\sim 12$  нм. Потенційні переваги лазерів з квантовими ямами полягають у високій квантовій ефективності, низькому пороговому струмі ( $\sim 1$  мА і менше) і слабкою чутливістю до змін температури.

# Вихідні потужність і спектри випромінювання

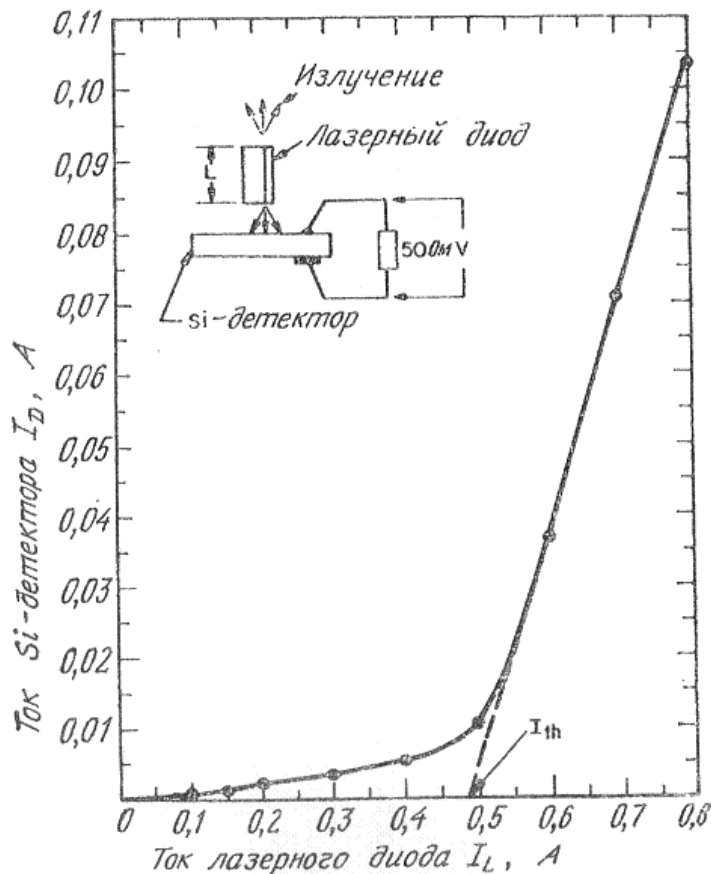


Рис. 47. Залежність потужності випромінювання від струму накачки ДГ-лазера на  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  при кімнатній температурі. На вставці представлена схема вимірювання.

На рис. 47 приведена типова залежність потужності ДГ-лазера при зростанні струму від низьких значень, які характерні для спонтанної емісії, до значень, що перевищують поріг лазерної генерації. Вставка на рисунку пояснює схему детектування, що використовувалась при вимірі інтенсивності випромінювання лазерного діода. На початковій ділянці, що відповідає спонтанній емісії, інтенсивність випромінювання (пропорційна струму детектора) повільно зростає зі збільшенням струму, що протікає через діод, а після збудження лазерної генерації різко зростає. Екстраполяція цієї кривої до нульового значення струму  $I_D$ , яка показана штриховою лінією, дає значення порогового струму.

Густина порогового струму  $J_{th}$  дорівнює  $I_{th}/A$ , де  $A$  – активна площа. Із графіка на рис. 47 можна отримати диференційну квантову ефективність

$$\eta_D \equiv \Delta I_D / \Delta I_L.$$

Для наведеного прикладу  $\eta_D \approx 30\%$ .



Температурна залежність порогового струму *полоскового лазера* з зарощеним активним шаром для режиму неперервної генерації наведена на рис. 48. Залежність потужності випромінювання від струму інжекції при неперервній генерації (рис. 48, а) для різних температур тепло відводу в діапазоні 25 – 115 °С майже ідеально лінійна. Залежність порогового струму від температури наведена на рис. 48, б. Пороговий струм експоненційно зростає зі збільшенням температури:

$$I_{th} \propto \exp(T / T_0),$$

де  $T$  – температура тепловідвода, °С, а показник  $T_0$ , який рівний 110 °С, порівняний за величиною з аналогічним показником ДГ-лазерів.

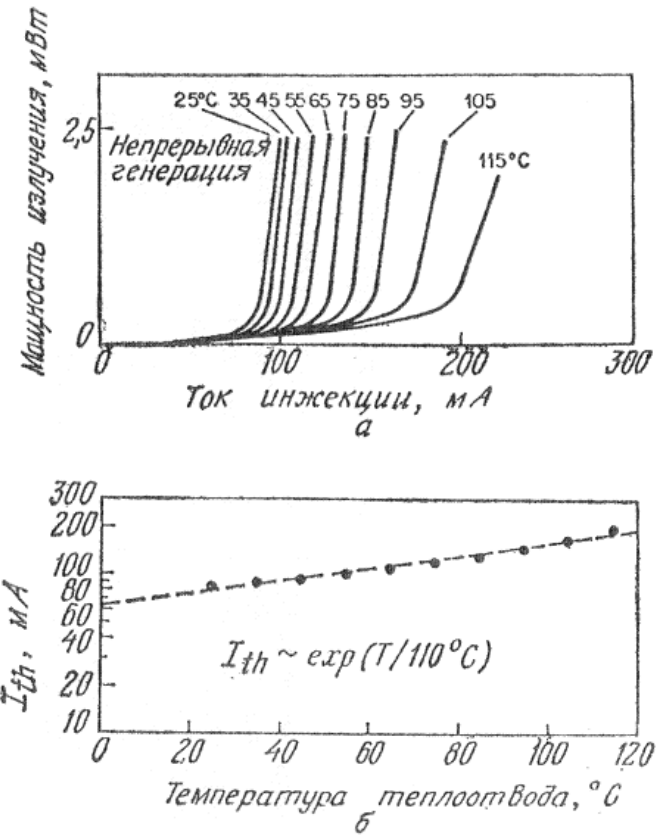


Рис. 48. Залежність потужності випромінювання від струму накачки *полоскового GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As* гетеролазера з зарощеним активним шаром (а) і залежність порогового струму в режимі неперервної генерації від температури (б).

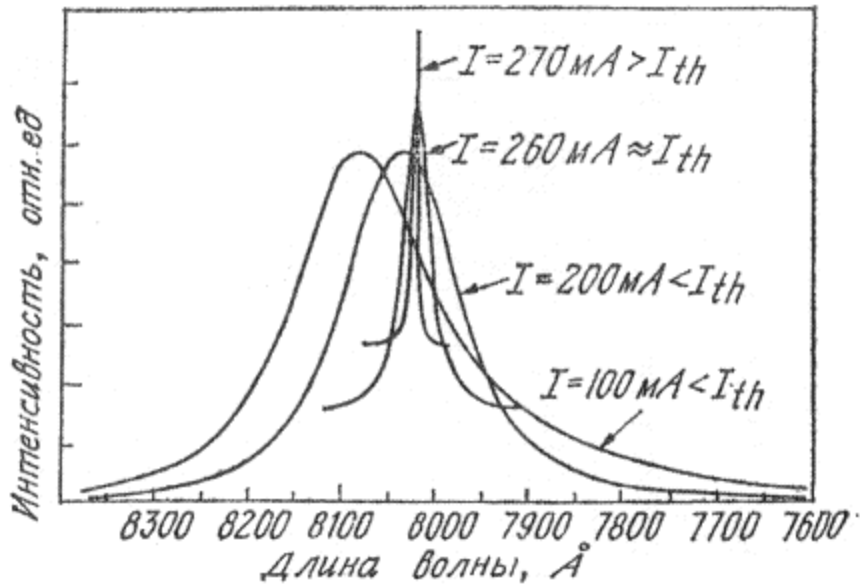


Рис. 49. Спектри випромінювання діодного лазера при струмах накачки нижче порогового, поблизу порогового і вище порогового значень, що ілюструють ефект звуження полоси випромінювання при переході до режиму лазерної генерації.

Режим спонтанної емісії, який спостерігається при низьких струмах, характеризується широким спектром випромінювання (на півширина спектра зазвичай складає 10-50 нм). При зростанні струму до значень, які близькі до порогового, спектр випромінювання стає вужчим. На рис. 49 наведені спектри для різних значень струму, які ілюструють ефект звуження полоси випромінювання при переході до режиму лазерної генерації.

На рис. 50 показаний спектр випромінювання полоскового ДГ-лазера, отриманого протонним бомбардуванням, на основі структури InP-GaInAsP. При струмах незначно перевищуючих порогів струм (145 мА), виникає досить багато ліній випромінювання, які розділені практично рівними інтервалами  $\Delta\lambda \approx 0,75$  нм. При більш високих значеннях струму ( $I = 155$  мА) спостерігається тенденція до переважання в спектрі єдиної лінії поблизу 1,285 мкм, яка характерна для одномодової генерації. Ці лінії випромінювання відповідають поздовжнім модам. Виведемо основні співвідношення для цих мод.

Для структури, що зображена на рис. 29, а, отримаємо основну умову відбору мод в повздовжньому напрямку ( $z$ -напрямок), яке витікає з того, що на довжині напівпровідника  $L$  між відбиваючими площинами повинна вкладатися ціла кількість на півхвиль:

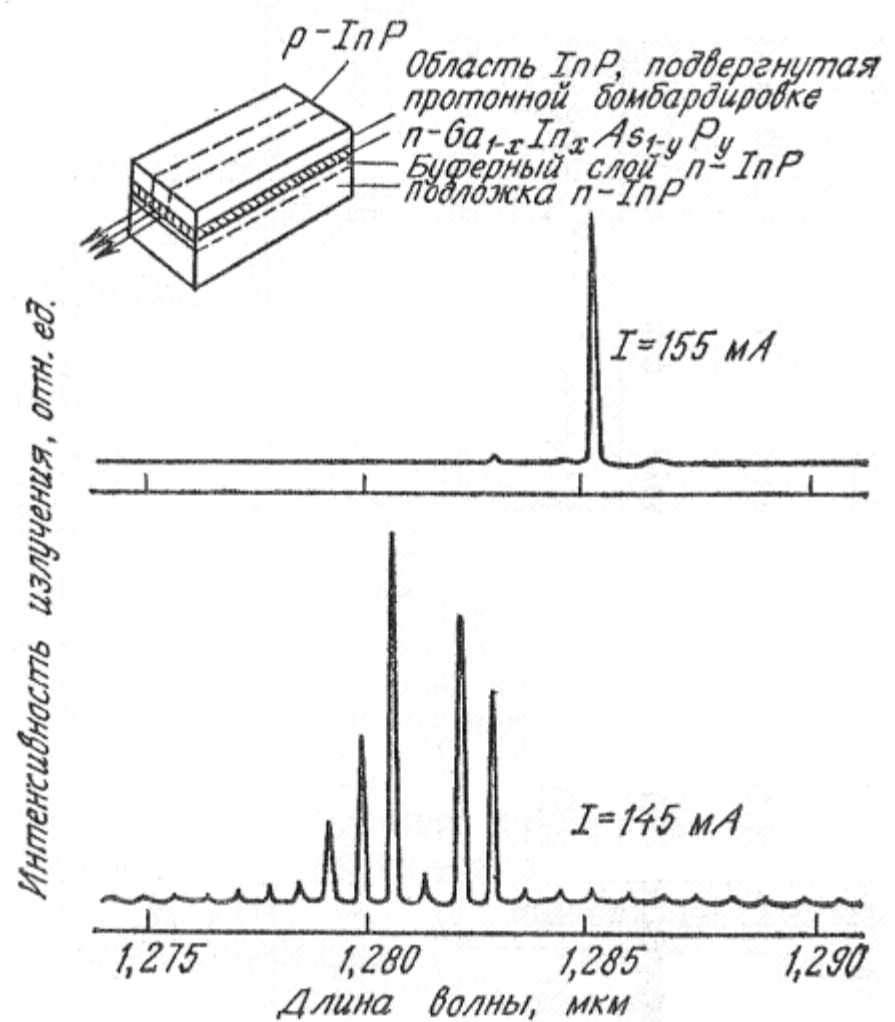


Рис. 50. Спектри випромінювання ДГ-лазера на InP-GaInAsP, поміряні з високою роздільною здатністю.

$$m\left(\frac{\lambda}{2n}\right) = L,$$

$$m\lambda = 2Ln,$$

де  $n$  – показник заломлення середовища, що відповідає довжині хвилі  $\lambda$ . Інтервал  $\Delta\lambda$  між цими дозволеними повздовжніми модами являє собою різницю в довжинах хвиль, що відповідають цілим числам  $m$  і  $m+1$ . Продиференціювавши рівняння (60) по  $\lambda$ , отримаємо для великих  $m$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2 \Delta m}{2nL[1 - (\lambda/n)(dn/d\lambda)]}.$$

Член в квадратних дужках зв'язаний з дисперсією. В газових лазерах  $n$  майже не залежить від  $\lambda$ , і дисперсійний член дає лише малу поправку. Спектральний інтервал між повздовжніми модами обернено пропорційний довжині  $L$ . У напівпровідникових лазерів внаслідок їх малих розмірів інтервал  $\Delta\lambda$  значно більший, ніж у газових лазерів.

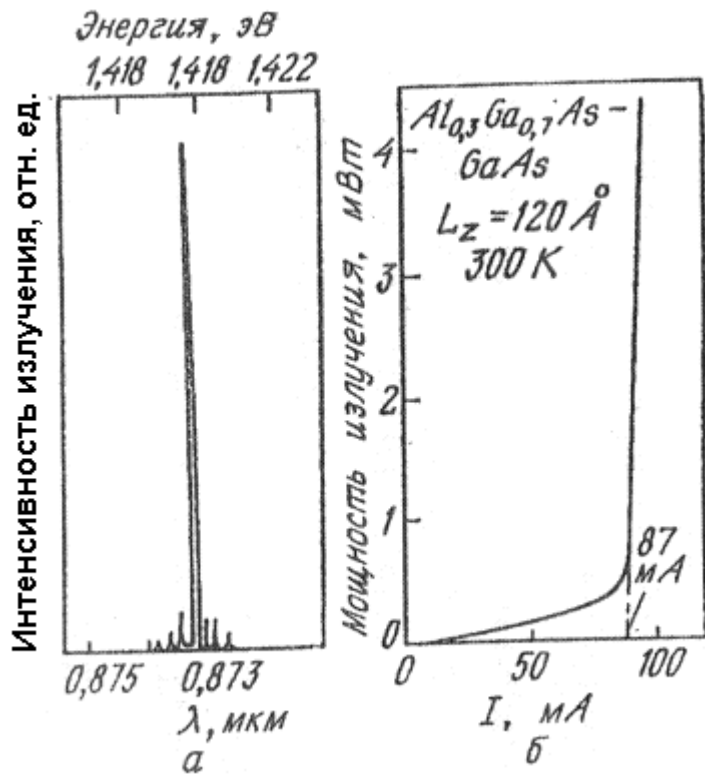


Рис. 51. Спектр випромінювання AlGaAs-GaAs гетеролазера з квантовими ямами, який працює в режимі неперервної генерації при температурі 300 К (а), і залежність потужності випромінювання від струму накачки (б).

На рис. 51, а наведений відносний розподіл інтенсивності випромінювання гетеролазера з квантовими ямами на основі  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As} - \text{GaAs}$  (шість квантових ям і п'ять розділяючих шарів, кожен товщиною  $L_z = 12 \text{ нм}$ ), який працює в режимі неперервної генерації при  $T = 300 \text{ К}$ . Пік лінії випромінювання на довжині хвилі  $0,8732 \mu\text{m}$  відповідає переходу з енергією  $\hbar\omega = (E_g + E_1 + E_{hh1} - \hbar\omega_{LO})$ , де  $\hbar\omega_{LO}$  - енергія повздовжнього оптичного фонона (рис. 46, в). На рис. 51,б наведена відповідна ват-амперна характеристика. Диференціальна квантова ефективність (рівняння (57)) рівна 85 %. Температурна залежність порогового струму описується рівнянням (58) з  $T_0 = 220 \text{ }^\circ\text{C}$ . Таким чином, лазери з квантовими ямами менш чутливі до температурних змін, ніж звичайні ДГ-лазери.

# Затримка включення і частота модуляції

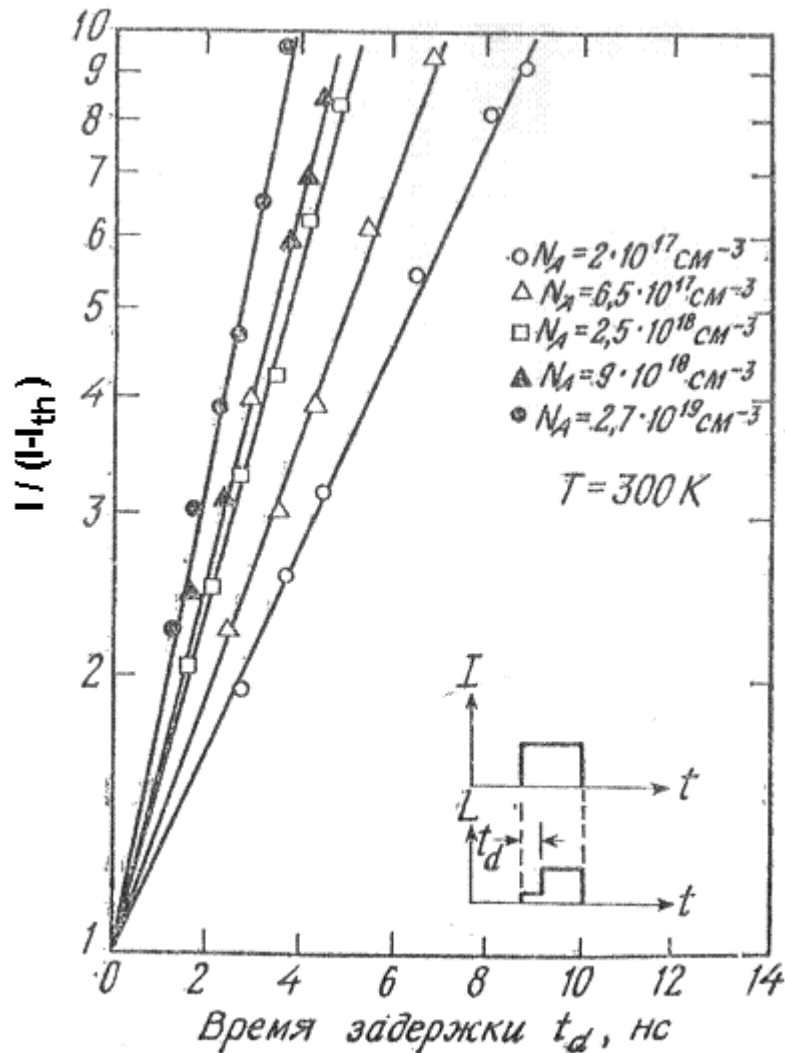


Рис. 52. Залежність часу затримки від струму. Час затримки  $t_d$  показаний на вставці.

При пропусканні через лазер імпульсу струму з амплітудою, яка достатня для отримання стимульованого випромінювання, генерація випромінювання зазвичай починається з затримкою, що дорівнює декілька наносекунд (вставка на рис. 52). Час затримки  $t_d$  зв'язаний з часом життя неосновних носіїв.

Для обчислення часу затримки розглянемо рівняння неперервності для електронів в напівпровіднику  $p$ -типу. Допустимо, що через активний шар  $d$  протікає струм  $I$  постійної величини і концентрація інжекттованих електронів набагато більша рівноважної концентрації. Тоді рівняння неперервності прийме вигляд

$$dn/dt = I/qAd - n/\tau_e,$$

записати для дірок в активному шарі  $n$  –типу. Рішення цього рівняння при  $n(0) = 0$  має вигляд

$$n(t) = (\tau_e I / qAd) [1 - \exp(-t / \tau_e)]$$

або

$$t = \tau_e \ln \left[ \frac{I}{I - qn(t)Ad / \tau_e} \right].$$

Коли  $n(t)$  досягає порогового значення,  $n(t) = n_{th}$  і  $I_{th} = qn_{th}Ad/\tau_e$ . Так як при  $n(t) = n_{th}$ ,  $t = t_d$ , то вираз для часу затримки має вигляд

$$t_d = \tau_e \ln \left( \frac{I}{I - I_{th}} \right).$$

Якщо перед включенням імпульсі через лазер пропускається струм, то рішення рівняння (62) при початковій умові  $n(0) = I_0\tau_e/Aqd$  буде мати вид

$$t_d = \tau_e \ln \left( \frac{I - I_0}{I - I_{th}} \right).$$

Експериментальні результати, що ілюструють зміни затримки включення лазера при збільшенні струму над його пороговим значенням при різних концентраціях акцепторної домішки в активному шарі, наведені на рис. 52. У відповідності до рівняння (65) спостерігається логарифмічна залежність часу затримки  $t_d$  від струму; зі збільшенням  $N_A$  час затримки зменшується (оскільки зменшується час життя неосновних носіїв).

Джерела випромінювання, які призначені для волоконо-оптичних ліній зв'язку, повинні забезпечувати можливість здійснення високочастотної модуляції. ДГ-лазери на основі GaAs і GaInP мають гарні модуляційні характеристики в межах гігагерцового діапазону частот. На рис. 53 наведена залежність нормованої вихідної потужності модульованого випромінювання від частоти модуляції для ДГ-лазерного діода на основі GaInAsP - InP. Діод випромінює на довжині хвилі 1,3 мкм і безпосередньо модулюється синусоїдальним струмом, накладеним на постійний струм накачки. При струмі накачки, який перевищує значення порогового струму в 1,3 рази, потужність випромінювання на виході практично не міняється.



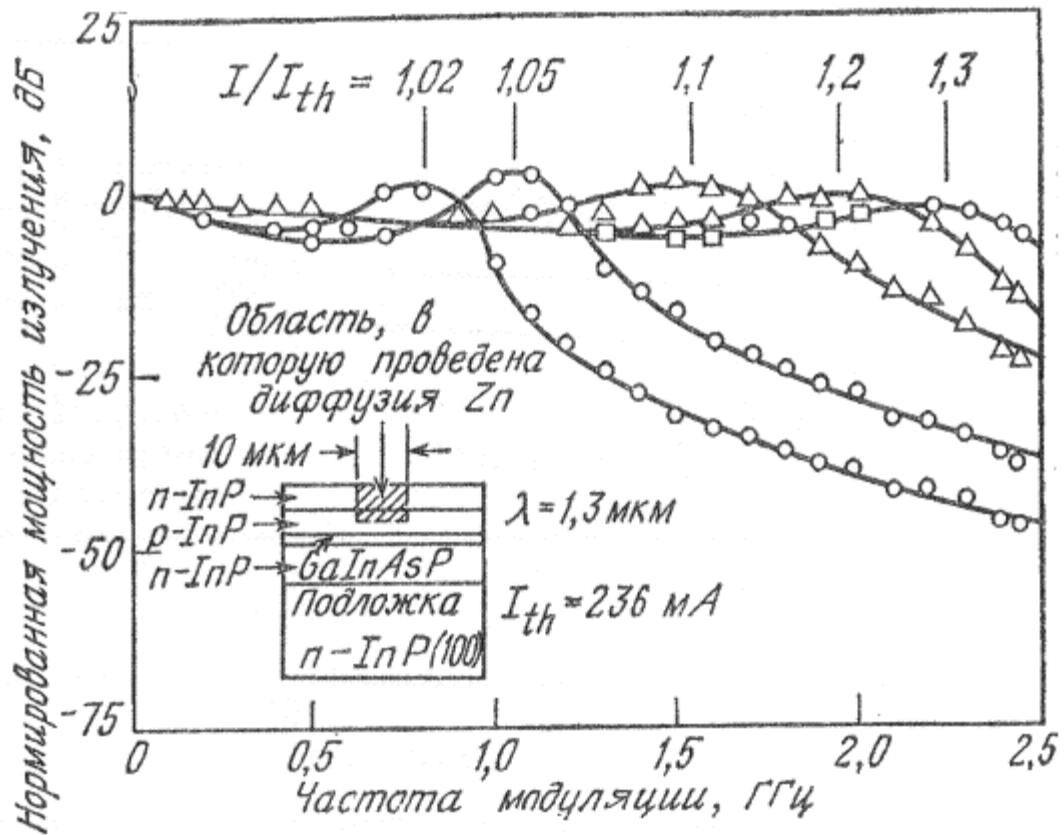


Рис. 53. Залежність нормованої потужності випромінювання від частоти модуляції. На вставці показана структура лазера.

На рис. 53 наведена залежність нормованої вихідної потужності модульованого випромінювання від частоти модуляції для ДГ-лазерного діода на основі GaInAsP - InP. Діод випромінює на довжині хвилі 1,3 мкм і безпосередньо модулюється синусоїдальним струмом, накладеним на постійний струм накачки. При струмі накачки, який перевищує значення порогового струму в 1,3 рази, потужність випромінювання на виході практично не міняється.

# Лазерна перебудова

Довжину хвилі випромінювання напівпровідникового лазера можна регулювати шляхом зміни **1)** струму діода або **2)** температури тепловідводу, а також за допомогою **3)** магнітного поля чи **4)** тиску. Такі **переваги напівпровідникових лазерів**, як **1)** можливість перебудови довжини хвилі вузької лінії випромінювання, **2)** висока стабільність, **3)** низька споживана потужність, **4)** простота конструкції, відкривають широкі перспективи їх застосування в промисловості і фундаментальних дослідженнях, таких, як **1)** молекулярна і атомна спектроскопія, **2)** газова спектроскопія високої роздільної здатності і **3)** контроль забруднення атмосфери.

Вибираючи відповідний склад напівпровідникової сполуки для лазера, можна отримати випромінювання з будь-якою необхідною довжиною хвилі з широкого спектрального діапазону 0,3 – 30 мкм.

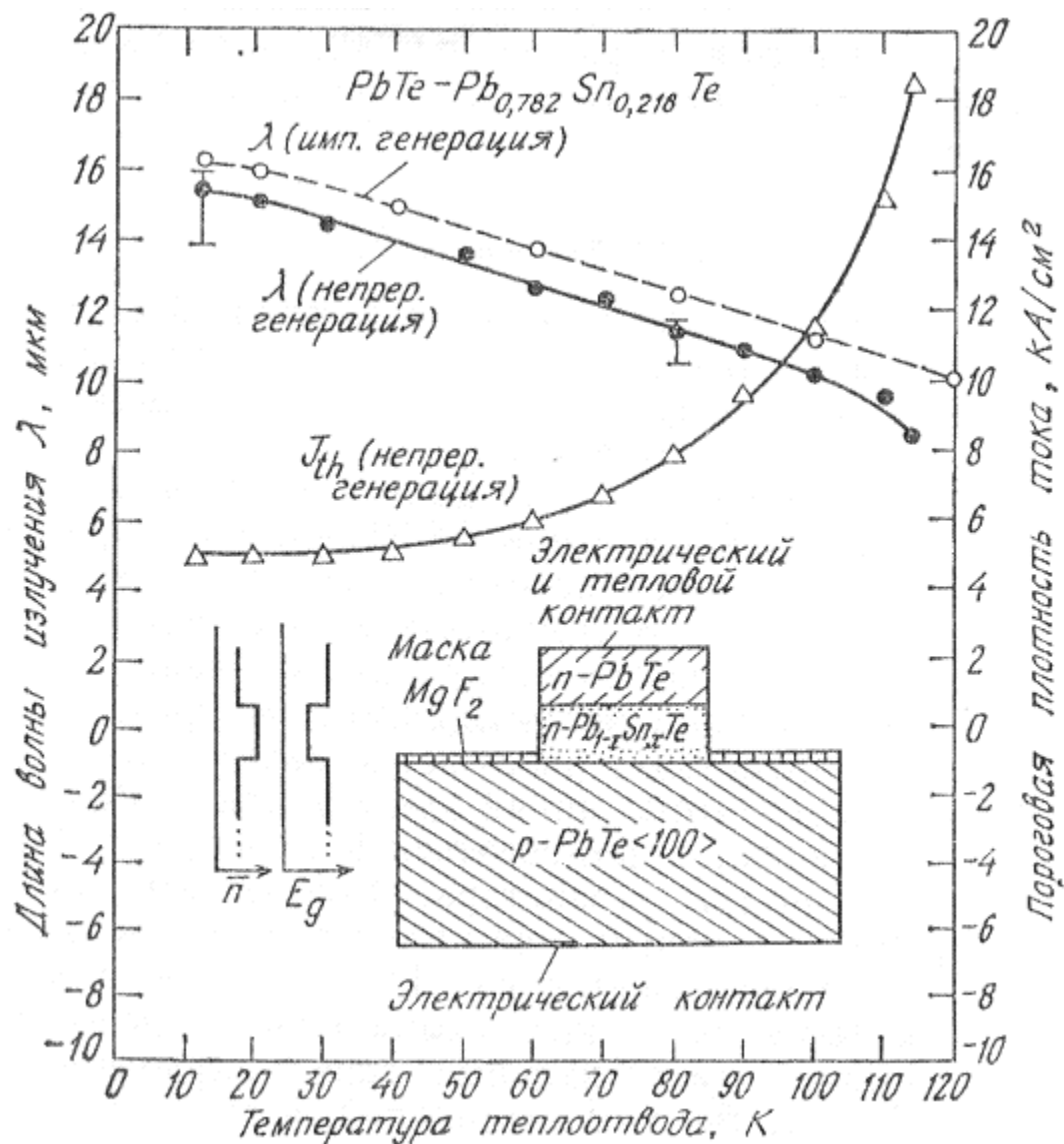


Рис. 54 ілюструє температурну перебудову випромінювання ДГ-лазера на основі  $PbTe - Pb_{1-x}Sn_xTe$ . Регулюючи **температуру** тепловідводу в межах 10 – 120 К, можна змінювати довжину хвилі випромінювання приблизно від 9 до 16 мкм. Ця зміна в основному обумовлена ефектом розширення забороненої зони в сполуках типу  $A^{IV}B^{VI}$  при збільшенні температури.

Піддаючи дії лазерний діод **гідростатичному тиску**, можна досягти зміщення лінії випромінювання в дуже широкому діапазоні.

Рис. 54. Зміна довжини хвилі випромінювання і порогового струму в залежності від температури. На вставці показана структура ДГ-лазера на  $PbTe-PbSnTe$ .

Зміна ширини забороненої зони в деяких бінарних напівпровідникових сполуках (наприклад, InSb, PbS, PbSe) при зміні гідростатичного тиску відбувається по лінійному закону. За рахунок збільшення гідростатичного тиску до 14 лбар можна забезпечити перебудову лінії випромінювання лазера на PbSe, який працює при температурі  $T = 77$ , в діапазоні 7,5 – 22 мкм.

Діодні лазери можуть також перебудовуватись під дією *магнітного поля*. Для напівпровідників з сильною анізотропією ефективних мас положення магнітних енергетичних рівнів залежить від орієнтації прикладеного магнітного поля по відношенню до осі кристалу. Як зона провідності, так і валентна зона мають свої енергії квантування **рівнів Ландау**. При збільшенні магнітного поля відбувається збільшення енергетичних інтервалів між дозволеними переходами, що викликає зміну довжини хвилі випромінювання. Під дією магнітного поля 10 кГс, прикладеного в напрямку  $\langle 100 \rangle$ , лазер на основі  $\text{Pb}_{0.79}\text{Sn}_{0.21}\text{Te}$  при  $T = 7$  К перебудовується по довжині хвилі випромінювання від 15 до 14 мкм.

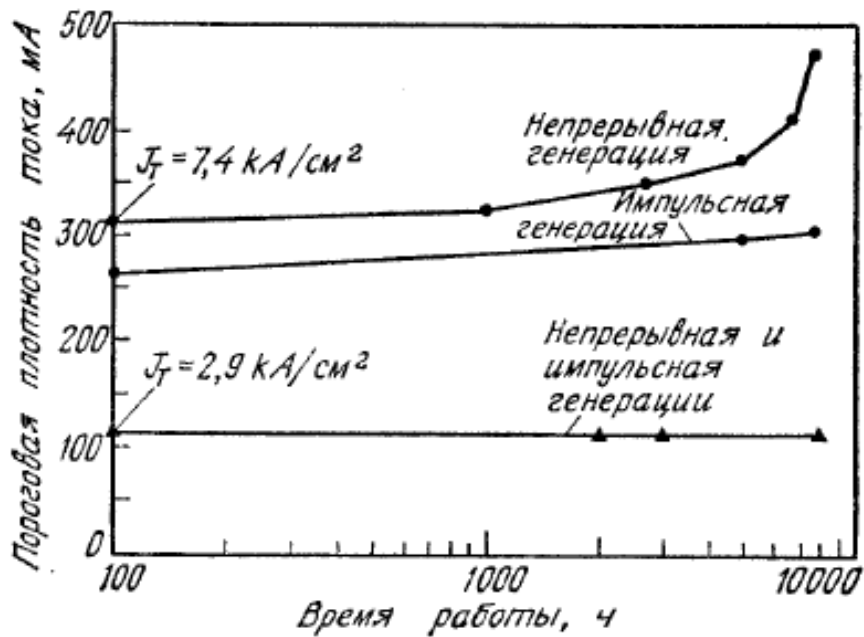
# Деградація лазерів

Деградація інжекційних лазерів обумовлена цілим рядом механізмів. Виділяють три основних типи деградації: **1) катастрофічне порушення; 2) утворення дефектів темних ліній; 3) поступова деградація.**

**Катастрофічна деградація** відбувається під дією великих потужностей випромінювання, які приводять до неперервного пошкодження дзеркал лазера внаслідок утворення на їх поверхні ямок і канавок. В результаті модифікацій структури приладу, які зменшують поверхневу рекомбінацію і поглинання, потужність випромінювання може збільшитися до граничного значення, при якому відбувається порушення лазера.

**Дефекти темних ліній** являють собою сітку дислокацій, яка може формуватися в процесі роботи лазера і впроваджуватись в середину резонатора. З'явившись, вона може широко розростись протягом декількох годин і викликати збільшення порогового струму. Для зменшення ймовірності утворення дефектів темних ліній слід використовувати високоякісні епітаксійні шари, які вирощені на підкладках з низькою густиною дислокацій, а також забезпечити ретельне з'єднання лазера з тепловідводом для мінімізації напружень.

ДГ-лазери можуть працювати протягом довгого часу з відносно повільною деградацією, якщо усунути умови, які викликають миттєве катастрофічне порушення і швидку деградацію, обумовлену утворенням дефектів темних ліній.



Так, наприклад, в ДГ-лазерах на основі GaAs - AlGaAs, які працюють в режимі неперервної генерації протягом більше  $2,6 \times 10^4$  год (3 роки) при температурі 30 °С, не виявилось при знаків деградації. Екстраполяція цих даних на температуру тепловідводу 22 °С дає термін служби більше  $10^6$  год (біля 100 років).

Рис. 55. Залежність порогового струму від часу роботи ДГ-лазера на InP-GaInAsP в режимі неперервної генерації.

На рис. 55 наведена залежність порогового струму від часу роботи в режимі неперервної генерації для ДГ-лазерів на основі GaIn-AsP-InP. Після 8000 год роботи характеристики лазера з низьким значенням порогового струму ( $J_{th} = 2,9$  кА/см<sup>2</sup>) залишились попередніми, а в лазерах з високим пороговим струмом суттєво збільшився тепловий опір, але признаки внутрішньої деградації були відсутніми. Є всі підстави вважати, що термін служби, досягнутий для ДГ-лазерів на GaAs, може бути також отриманий і для лазерів, що випромінюють в більш довгохвильовій області. Лазери з довгим терміном служби необхідні для волоконно-оптичних систем дальнього зв'язку, а також для ряду інших систем.

**Дякую за увагу!**

# ОСНОВИ НАПІВПРОВІДНИКОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

## Лекція 16

### Фотодетектори

**Анатолій Євтух**

*Інститут високих технологій  
Київського національного університету імені Тараса Шевченка*



**Фотодетектори** – це напівпровідникові прилади, які можуть детектувати оптичні сигнали за рахунок електронних процесів, що в них протікають.

Розширення спектрального діапазону випромінювання когерентних і некогерентних джерел світла в дальню інфрачервону область, з одного боку, і в ультрафіолетову – з іншого, привело до збільшення потреби в швидкодіючих чутливих фотодетекторах.

В загальному випадку в фотодетекторі протікають три основні процеси:

- 1) генерація носіїв під дією зовнішнього опромінення;
- 2) переніс носіїв і їх помноження за рахунок того чи іншого механізму підсилення струму, характерного для даного напівпровідника;
- 3) взаємодія струму з зовнішньою ланкою, яка забезпечує отримання вихідного сигналу.

Фотодетектори грають важливу роль у волоконно-оптичних системах зв'язу ближнього ІЧ-діапазону (0,8 – 1,6 мкм). Вони детектують оптичні сигнали, тобто перетворюють зміни інтенсивності випромінювання в електричні коливання, які відповідним чином підсилюються і піддаються наступній обробці.

Фотодетектори, що призначені для таких систем, повинні мати:

- 1) високу чутливість в робочому діапазоні довжин хвиль;
- 2) високу швидкодію;
- 3) низький рівень шумів;
- 4) малі розміри;
- 5) низькі керуючі напруги і струми;
- 6) високу надійність в роботі.

# Фоторезистор

**Фоторезистор** – це пластина напівпровідника (монолітна чи в виді тонкої плівки), на протилежних кінцях якої створені омичні контакти (рис. 1). При падінні випромінювання на поверхню фоторезистора в останньому генеруються носії внаслідок збудження або між зонних переходів (власне збудження), або переходів з участю енергетичних рівнів в забороненій зоні (домішкове збудження), що приводить до збільшення провідності. Процеси власного і домішкового фотозбудження носіїв схематично зображені на рис. 2.

Провідність власних фоторезисторів описується формулою  $\sigma = q(\mu_n n + \mu_p p)$ , і збільшення провідності під дією освітлення в основному пов'язано зі збільшенням кількості носіїв.

Довгохвильова границя фотопровідності в цьому випадку визначається із співвідношення

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} = \frac{1,24}{E_g (eV)},$$

де  $\lambda_c$  - довжина хвилі, що відповідає ширині забороненої зони  $E_g$

Випромінювання з довжинами хвиль меншими  $\lambda_c$ , поглинається в напівпровіднику з утворенням електронно-діркових пар.

# Фоторезистор

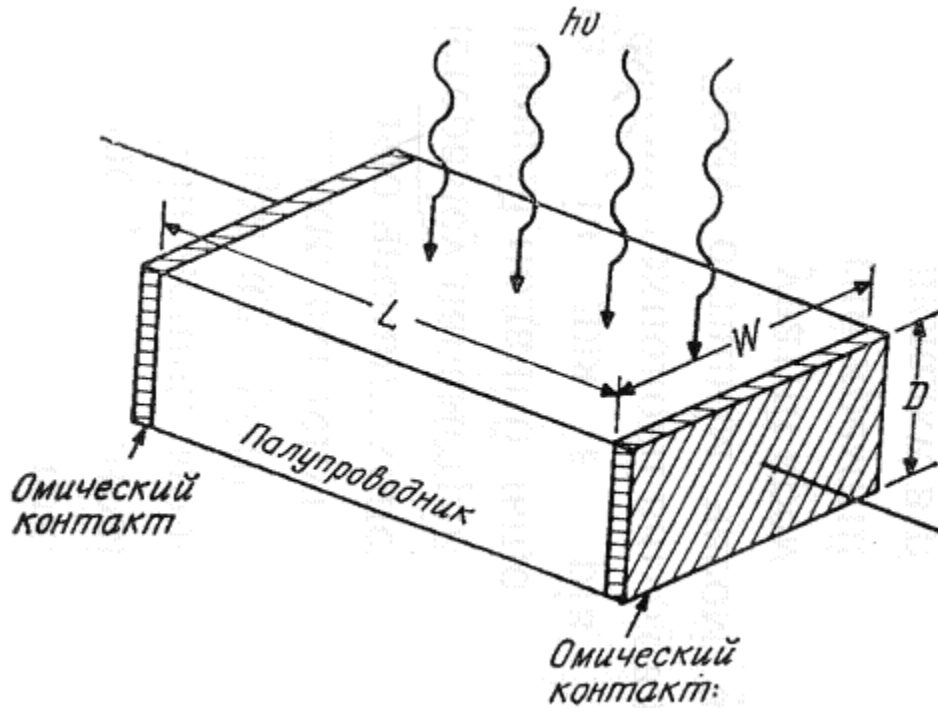


Рис.1. Фоторезистор, що складається з пластини напівпровідника з омичними контактами.

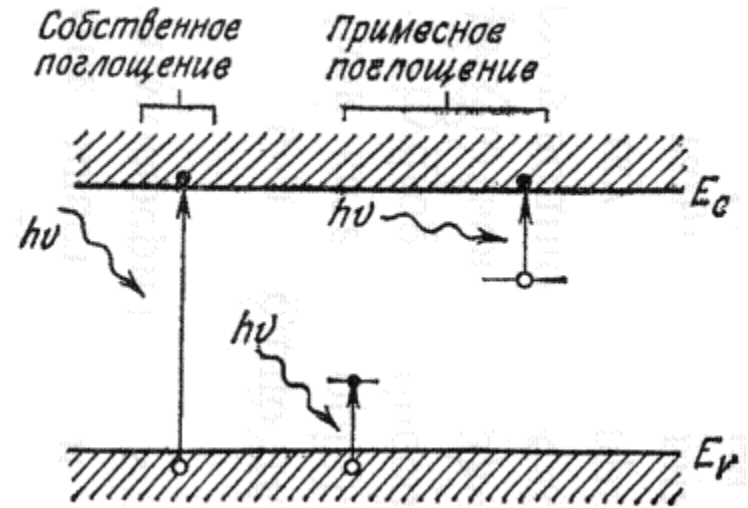


Рис. 2. Процеси власного (зона-зона) і домішкового фотозбудження.

В домішковому фоторезисторі фотозбудження може відбуватися між краєм зони і енергетичним рівнем в забороненій зоні. Фотопровідність може виникати в результаті поглинання фотонів з енергією, яка рівна або перевищує енергію, що відділяє домішковий рівень від зони провідності чи валентної зони. При цьому довгохвильова границя фотопровідності визначається глибиною залягання домішкового рівня в забороненій зоні.

Робота фотодетекторів взагалі і фоторезисторів зокрема характеризується трьома параметрами:

- 1) квантовою ефективністю або підсиленням;
- 2) часом фотовідгуку;
- 3) чутливістю (виявною здатністю).

Розглянемо спочатку процеси, які протікають в фоторезисторі при дії випромінювання (рис. 1). Нехай в який-небудь початковий момент часу  $t = 0$  кількість носіїв, які виникають в одиниці об'єму за рахунок генерації потоком фотонів, рівна  $n_0$ . В наступні моменти часу кількість носіїв в тому ж об'ємі зменшиться за рахунок рекомбінації за законом  $n = n_0 \exp(-t/\tau)$ , де  $\tau$  – час життя носіїв. Іншими словами швидкість рекомбінації рівна  $1/\tau$ . Якщо потік фотонів постійний і розподілений рівномірно по поверхні фоторезистора з площею  $A = WL$ , то загальна кількість фотонів, яка падає на поверхню за одиницю часу, дорівнює  $P_{opt}/h\nu$ , де  $P_{opt}$  - потужність випромінювання, що падає і  $h\nu$  - енергія фотона.

В стаціонарному стані швидкість генерації носіїв повинна дорівнювати швидкості рекомбінації. Якщо товщина приладу  $D$  значно більша, ніж глибина проникнення світла  $1/\alpha$ , то загальна стаціонарна швидкість генерації носіїв в одиниці об'єму рівна

$$G = \frac{n}{\tau} = \frac{\eta(P_{opt} / h\nu)}{WLD},$$

де  $\eta$  - квантова ефективність (тобто кількість фотогенерованих носіїв, віднесене до кількості фотонів, які падають) і  $n$  - кількість носіїв в одиниці об'єму (густина носіїв). Фотострум, який протікає між контактами, рівний

$$I_p = (\sigma E)WD = (q\mu_n nE)WD = (qnvd)WD,$$

де  $E$  - електричне поле всередині фоторезистора і  $vd$  - дрейфова швидкість. Підставляючи  $n$  з рівняння (2) в рівняння (3), отримаємо

$$I_p = q\left(\eta \frac{P_{opt}}{h\nu}\right)\left(\frac{\mu_n \tau E}{L}\right).$$

Визначаючи вихідний фотострум як

$$I_{ph} \equiv q\left(\eta \frac{P_{opt}}{h\nu}\right),$$

З рівняння (3а) отримаємо коефіцієнт підсилення фотоструму

$$\frac{I_p}{I_{ph}} = \frac{\mu_n \tau E}{L} = \frac{\tau}{t_r},$$

де  $t_r = L/v_d$  - час прольоту носіїв.

**Коефіцієнт підсилення**, що залежить від відношення часу життя і часу прольоту, є виключно важливим параметром фоторезисторів. Для зразків з великим часом життя і малою відстанню між контактами коефіцієнт підсилення може бути суттєво більшим одиниці.

**Час фотовідгуку** фоторезиста визначається часом прольоту  $t_r$ . Оскільки для фоторезистів характерні великі відстані між контактами і слабкі електричні поля, то їх час фотовідгуку зазвичай більший аналогічного параметра для фотодіодів.

Оскільки для фоторезистів характерні великі відстані між контактами і слабкі електричні поля, то їх час фотовідгуку зазвичай більший аналогічного параметра для фотодіодів. Деякі типові значення коефіцієнту підсилення і часу фотовідгуку наведені в **табл. 1**.

Відносним критерієм якості фотодетекторів є **потужність, що еквівалентна шуму (NEP)**, яка визначається як середньоквадратична потужність падаючого випромінювання, необхідного для отримання відношення сигнал/шум, рівного 1, в полосі частот 1 Гц.

Для інфрачервоних детекторів найбільш вживаним критерієм якості є **питома виявна здатність  $D^*$** :

$$D^* = \frac{A^{1/2} B^{1/2}}{NEP}$$

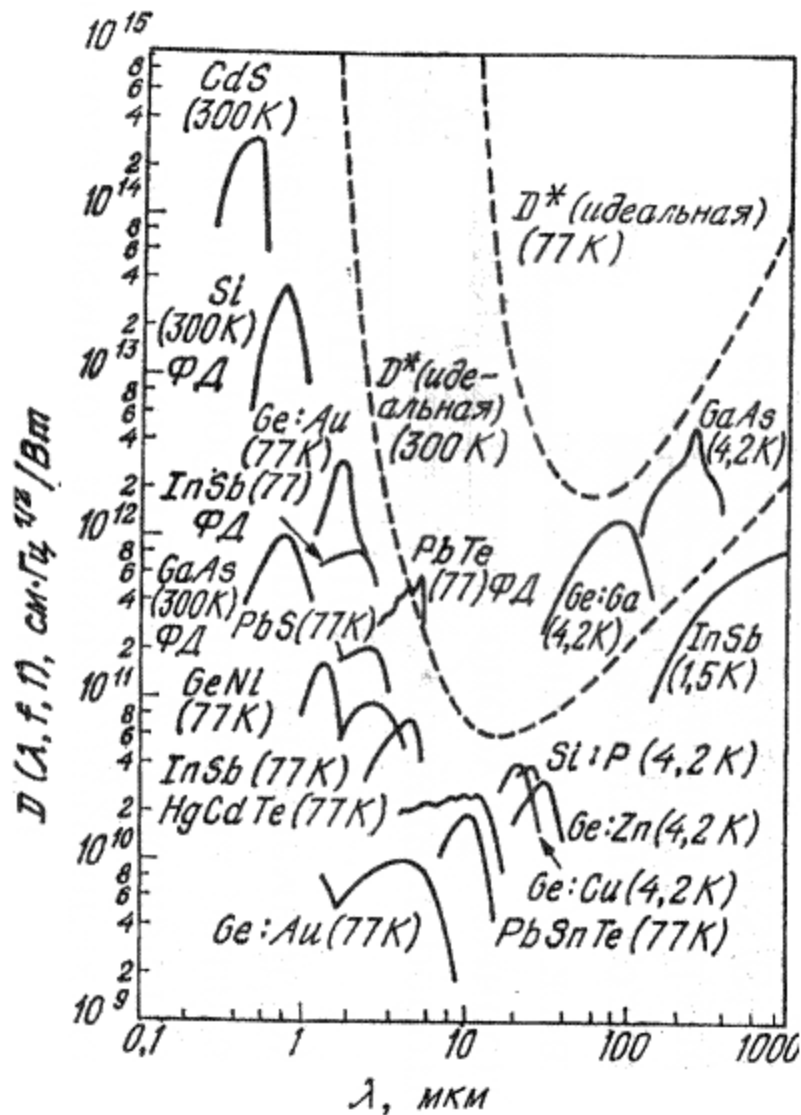
де  $B$  – ширина смуги.

Таблица 1. Типичные значения коэффициента усиления и времени фотоответа

Фотодетектор	Усиление	Время фотоответа, с	Рабочая температура, К
Фоторезистор	$1-10^6$	$10^{-3}-10^{-8}$	4,2—300
$p-n$ -переход	1	$10^{-11}$	300
$p-i-n$ -переход	1	$10^{-8}-10^{-10}$	300
Диод со структурой металл—полупроводник	1	$10^{-11}$	300
Лавинный фотодиод	$10^2-10^4$	$10^{-10}$	300
Биполярный фототранзистор	$10^2$	$10^{-8}$	300
Полевой транзистор	$10^2$	$10^{-7}$	300

Для виключення невизначеності в  $D^*$  необхідно вказувати, чи є джерелом випромінювання абсолютно чорне тіло чи монохроматичне джерело і при якій частоті здійснюється модуляція. Рекомендується виражати  $D^*$  як  $D^*(\lambda, f, I)$  або  $D^*(T, f, I)$ , де  $\lambda$  - довжина хвилі (мкм),  $f$  - частота модуляції (Гц),  $T$  - температура (К). При цьому ширина смуги завжди рівна 1 Гц.

Для фоторезистора, чутливість якого обмежена фоновим випромінюванням, ідеальна виявна здатність  $D^*$  (рис.4) при квантовій ефективності рівній 1, визначається виразом



$$D^*(\lambda, f, 1) = \frac{c \exp(\zeta)}{2\sqrt{\pi h k T} \nu^2 (1 + 2\zeta + 2\zeta^2)^{1/2}},$$

де  $c$  - швидкість світла і  $\zeta = h\nu/kT$ .

На рис. 4 наведені також деякі типові значення  $D^*$  для таких фото резисторів, як CdS, PbS, InSb, германій легований нікелем (Ge-Ni), кремній легований фосфором (Si-P).

Для детектування випромінювання в середньому, дальньому і наддальньому ІЧ-діапазонах фоторезистори охолоджуються до низьких температур (77 і 4,2 К). При таких температурах зменшуються теплові ефекти, що викликають термічну іонізацію і спустошення енергетичних рівнів, і збільшуються підсилення і ефективність детектування.

Рис. 4. Залежність виявної здатності  $D^*$  від довжини хвилі випромінювання для різних фоторезисторів і фотодіодів (фотодіоди позначені ФД). Штриховими кривими представлена теоретична ідеальна  $D^*$  при 77 і 300 К і куті  $2\pi$ .



На довжинах хвиль 0,5 мкм найбільшу чутливість має фоторезист на CdS, в той час як при  $\lambda = 10$  мкм переважні фоторезистори на CdHgTe. Для детектування випромінювання в діапазоні довжин хвиль 100- 400 мкм краще всього вибрати фоторезистор на GaAs, так як він має більші значення  $D^*$ . Даний фоторезистор має широкий динамічний діапазон і внаслідок цього може забезпечувати гарні характеристики детектування сигналів високої інтенсивності. Однак для детектування слабких сигналів в мікрохвильовому діапазоні частот фотодіоди забезпечують більшу швидкодію і порівняно більш високе відношення сигнал/шум. **Таким чином, застосування фоторезисторів в якості високочастотних оптичних демодуляторів, наприклад змішувачів потужних оптичних сигналів, обмежено.** Разом з тим вони широко використовуються для детектування в інфрачервоній області спектру, особливо на довжинах хвиль вищих декілька мікрометрів, де незважаючи на інтенсивну роботу, поки що відсутні альтернативні варіанти методів детектування.

# Фотодіод

В фотодіоді є збіднена область напівпровідника з сильним електричним полем, в якому відбувається розділення електронно-діркових пар, що збуджуються під дією світла.

Для роботи фотодіода на високих частотах необхідно забезпечити малі часи прольоту, тому збіднена область має бути тонкою. З іншого боку, для збільшення квантової ефективності (кількість фотогенерованих електронно-діркових пар, віднесене до кількості падаючих фотонів) збіднений шар повинен бути досить товстим, щоб забезпечити поглинання більшої частини випромінювання, що падає. Таким чином, існує взаємозв'язок між швидкодією і квантовою ефективністю.

Фотодіод може працювати в фотовольтаїчному режимі, характерному для сонячних батарей – незміщений діод під'єднується до нагрузочного опору.

Однак конструктивно фотодіод суттєво відрізняється від сонячної батареї.

- (1) В роботі фотодіоду визначаючу роль грає лише випромінювання, що зосереджене у вузькому інтервалі довжин хвиль в центрі оптичного діапазону, а сонячні батареї повинні мати високу чутливість в широкому діапазоні довжин хвиль сонячного випромінювання.
- (2) Фотодіоди мають малі розміри, необхідні для мінімізації ємності переходу, тоді як сонячні батареї відносяться до приладів з великою площею.
- (3) Однією з найбільш важливих характеристик фотодіодів є квантова ефективність, тоді як якість сонячних батарей в основному оцінюється за ефективністю перетворення потужності (потужність, яка виділяється на загрузці, віднесена до потужності падаючого сонячного випромінювання).

При роботі в видимому і ближньому інфрачервоному діапазонах діоди зазвичай зміщуються в оберненому напрямі за допомогою відносно великих напруг, щоб зменшити час прольоту носіїв і знизити ємність переходу. Напруга зміщення однак не настільки велика, щоб викликати лавинний пробій. Цим обмеженням на величину зміщення відрізняються фотодіоди, які розглядаються, від лавинних фотодіодів, в яких внутрішнє підсилення досягається як раз за рахунок ударної іонізації в умовах лавинного пробію.

**В сімейство фотодіодів** входять діоди з *p-n* переходом, *p-i-n* - діоди, діоди зі структурою метал-напівпровідник (з бар'єром Шотткі) і діоди з гетеропереходом.

Розглянемо загальні характеристики фотодіодів:

- (1) квантову ефективність,
- (2) швидкість фотовідгуку і
- (3) приладні шуми.

**Квантова ефективність** – це кількість фотогенерованих електронно-діркових пар віднесене до кількості фотонів, що падають.

$$\eta = (I_p / q) / (P_{opt} / h\nu),$$

де  $I_p$  - фотострум, що обумовлений поглинанням падаючого оптичного випромінювання з потужністю  $P_{opt}$  і довжиною хвилі  $\lambda$  (що відповідає енергії фотона  $h\nu$ ).

Порівняльним критерієм якості є **чутливість**, яка визначається як відношення фотоструму до оптичної потужності:

$$R = \frac{I_p}{P_{opt}} = \frac{\eta q}{h\nu} = \frac{\eta \lambda}{1,24}.$$

Таким чином, для даної квантової ефективності чутливість лінійно зростає з ростом  $\lambda$ . Для ідеального фотодіода ( $\eta=1$ )  $R=(\lambda/1,24)$  (А/Вт), де довжина  $\lambda$  виражена в мікрометрах.

Одним із головних факторів, що визначають квантову ефективність, є **коефіцієнт поглинання**.

На рис 5 і 6 наведені залежності коефіцієнтів поглинання від довжини хвилі, які виміряні для різних фоточутливих матеріалів.

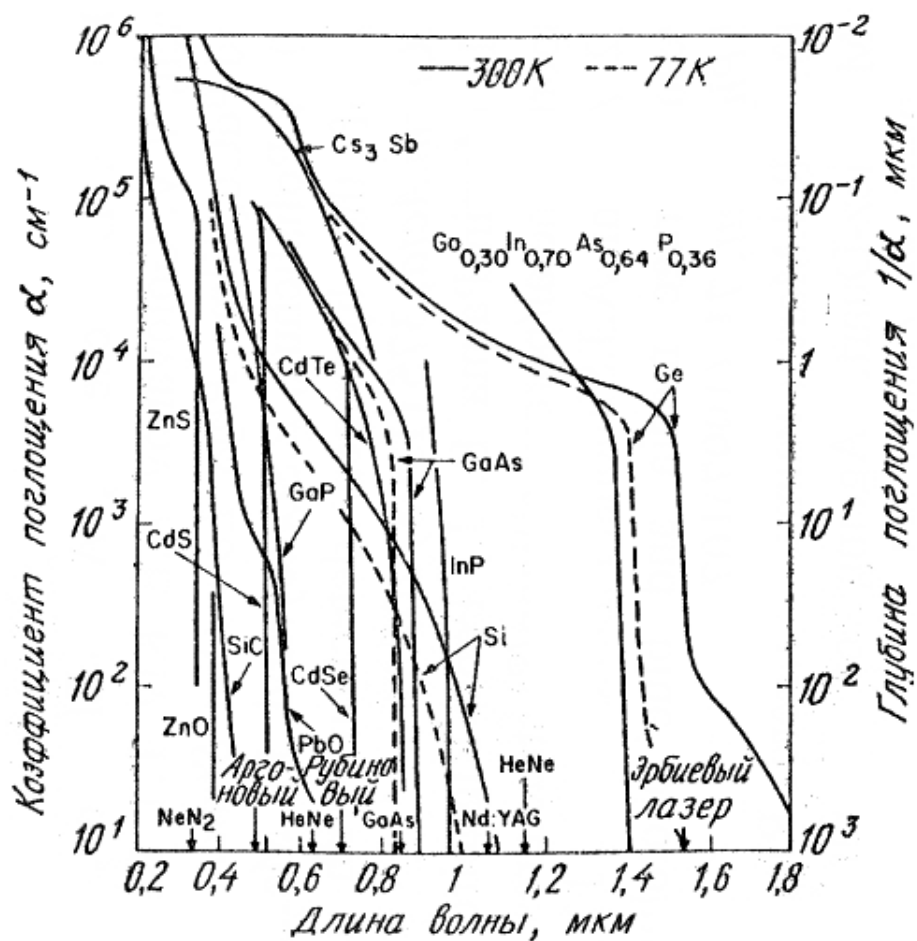


Рис. 5. Залежність коефіцієнта поглинання від довжини хвилі випромінювання для різних фоточутливих матеріалів.

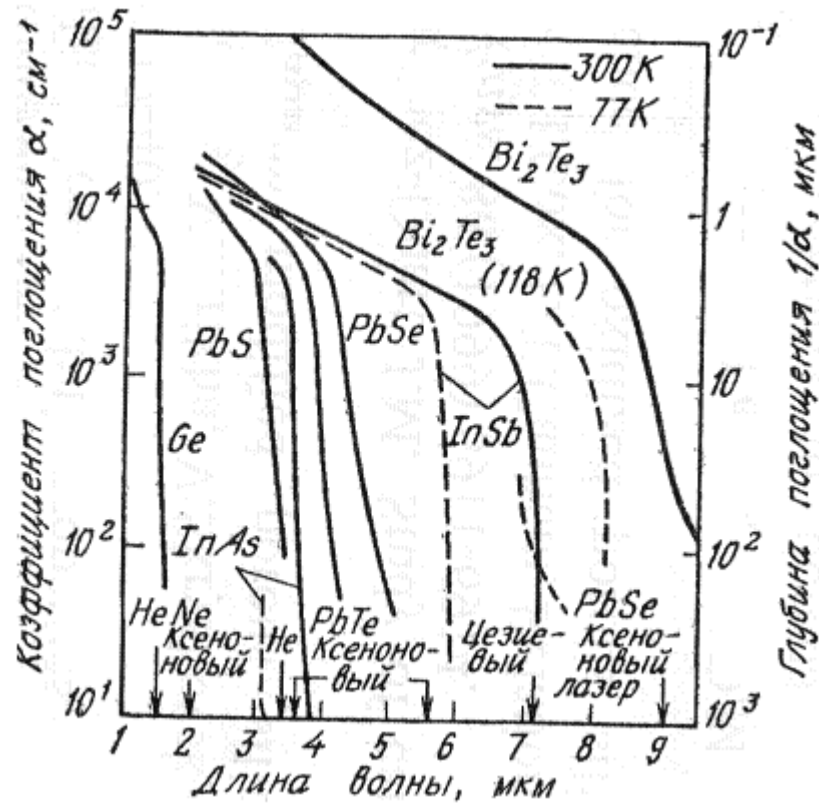


Рис. 6. Залежність коефіцієнта поглинання від довжини хвилі випромінювання для матеріалів, що чутливі в ІЧ – області спектра.

Для Ge, Si і напівпровідникових сполук типу  $A^3B^5$  при збільшенні температури криві зсуваються в область більших довжин хвиль. Для деяких сполук типу  $A^4B^6$  (наприклад, PbSe) має місце обернена ситуація, що обумовлено розширенням забороненої зони при збільшенні температури.

На рисунках вказані довжини хвиль, які відповідають випромінюванню деяких важливих лазерів.

Внаслідок того, що  $\alpha$  сильно залежить від довжини хвилі, для даного напівпровідника область довжин хвиль, в якій можна отримати помітний фотострум, обмежена. Довгохвильова границя  $\lambda_c$  визначається шириною забороненої зони напівпровідника і рівна  $\sim 1,7$  мкм для Ge і  $\sim 1,1$  мкм для Si. Для довжин хвиль більших  $\lambda_c$ , значення  $\alpha$  надто мале, щоб забезпечити помітне поглинання. Короткохвильова границя фотовідгуку обумовлена тим, що в області коротких хвиль коефіцієнт  $\alpha$  дуже великий ( $\geq 10^5 \text{ см}^{-1}$ ) і випромінювання поглинається в безпосередній близькості до поверхні, де часи рекомбінації малі. Внаслідок цього фотоносії рекомбінують раніше ніж виходять з поверхневого шару.

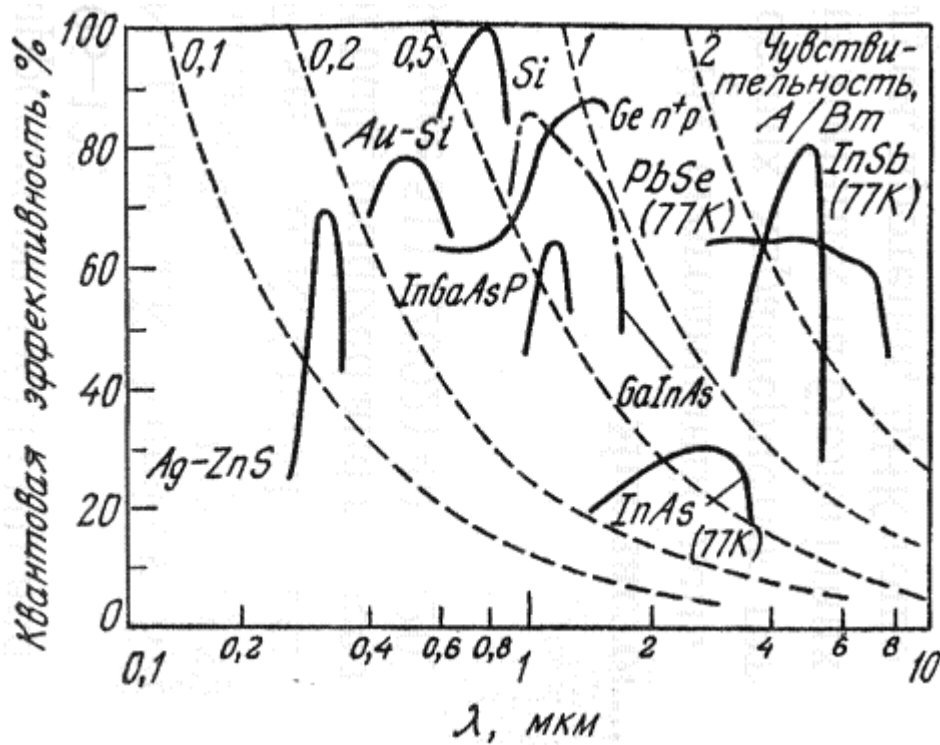


Рис. 7. Залежність квантової ефективності (суцільна крива) і чутливості (штрихова крива) різних фотодетекторів від довжини хвилі випромінювання.

На рис. 7 наведені типові залежності квантової ефективності від довжини хвилі для деяких високочастотних діодів і криві квантової ефективності, що відповідають заданим значенням чутливості.

В ультрафіолетовій і видимій областях спектру високу квантову ефективність мають фотодіоди зі структурою метал-напівпровідник. В ближньому ІЧ-діапазоні (на довжинах хвиль  $\sim 0,8-0,9$  мкм) в кремнієвих фотодіодах з просвітлюючим покриттям може бути досягнута квантова ефективність 100%. В області довжин хвиль 1,0-1,6 мкм високою

квантовою ефективністю характеризуються фотодіоди на Ge, а також на основі потрійних (наприклад, GaInAs) і четверних (наприклад, GaInAsP) сполук елементів 3 і 5 груп. Для забезпечення ефективної роботи в довгохвильовій області фотодіоди охолоджуються до низьких температур (наприклад, до 77 К).

## Швидкість фотовідгуку обмежується трьома факторами:

- дифузією носіїв;
- часом дрейфу через збіднену область;
- ємністю збідненої області.

Носії, що генеровані за межами збідненої області, повинні дифундувати до переходу, що суттєво збільшує час затримки. Щоб зменшити вплив дифузії, необхідно формувати перехід поблизу поверхні.

Основна частина випромінювання поглинається в тому випадку, коли збіднена область досить широка (порядку  $1/\alpha$ ; при достатньо високих обернених зміщеннях дрейф носіїв здійснюється зі швидкістю насичення. Збіднений шар, однак, не повинен бути досить широким, тому що час переносу буде обмежувати швидкість фотовідгуку. Крім того він не повинен бути і дуже вузьким, тому що за рахунок великої ємності  $C$  буде велика постійна часу  $RC$  ( $R$  - опір нагрівки). Оптимальною шириною збідненого шару вважається така ширина, при якій час переносу рівний приблизно половині періоду модуляції випромінювання.

Наприклад, для частоти модуляції рівній 10 ГГц, оптимальна ширина збідненого шару в кремнії (швидкість насичення  $\sim 10^7$  см/с) становить  $\sim 5$  мкм.



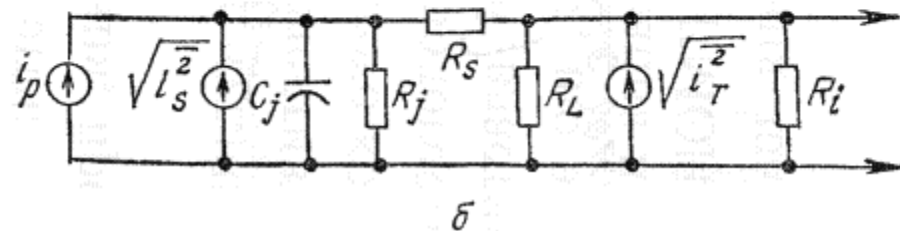
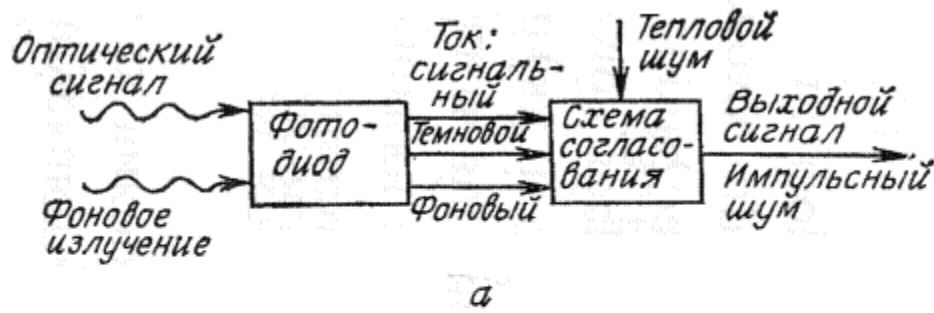


Рис. 8. Процесс детектування випромінювання (а) і еквівалентна схема фотодіода (б).

Для вивчення **шумових властивостей** фотодіоду розглядається узагальнений процес детектування випромінювання, який схематично зображений на рис. 8, а. При поглинанні оптичного сигналу і фонового випромінювання в фотодіоді генеруються електронно-діркові пари. Електрони і дірки розділяються електричним полем і дрейфують в протилежні сторони від р-п - переходу. При цьому через зовнішній нагрузочний опір протікає струм зміщення.

Еквівалентна схема фотодіода показана на рис. 8, б, де  $i_p$ ,  $(i_s^-)^{1/2}$ ,  $C_j$ ,  $R_j$ ,  $R_s$  визначаються параметрами фотодіода. Компонента  $C_j$  ємність переходу,  $R_j$  - опір переходу,  $R_s$  - послідовний опір. Змінний опір  $R_L$  відповідає зовнішньому нагрузочному опору, а  $R_i$  - входному опору підсилювача. Всі опори вносять в систему додаткові теплові шуми. Послідовний опір  $R_s$  зазвичай набагато менший ніж інші опори, тому його можна не враховувати.

Потужність еквівалентна шуму (NEP), яка рівна середньоквадратичній оптичній потужності при  $S/N=1$  і  $B=1$  Гц, описується виразом

$$NEP = \sqrt{2}(h\nu / \eta)(I_{eq} / q)^{1/2}.$$

де  $I_{eq} = I_B + I_D + 2kT/qR_{eq}$ ,  $I_B$  - струм обумовлений фоновим випромінюванням,  $I_D$  - темновий струм термічної генерації електронно-діркових пар в збідненій області,  $1/R_{eq} = 1/R_j + 1/R_L + 1/R_i$ .

Для того, щоб збільшити чутливість фотодіода, необхідно  $\eta$  і  $R_{eq}$  збільшувати, а  $I_B$  і  $I_D$  зменшувати.

Залежність NEP від величини навантажувального опору для типового кремнієвого фотодіода, розрахована при  $\eta = 75\%$ ,  $\lambda = 0,77$  мкм і  $I_D = 1,5 \times 10^{-10}$  А, наведена на рис. 9. З графіка слідує, що NEP при наявності дробового шуму темного струму або фонового випромінювання може бути досягнута лише при досить високих значеннях  $R_{eq}$ .

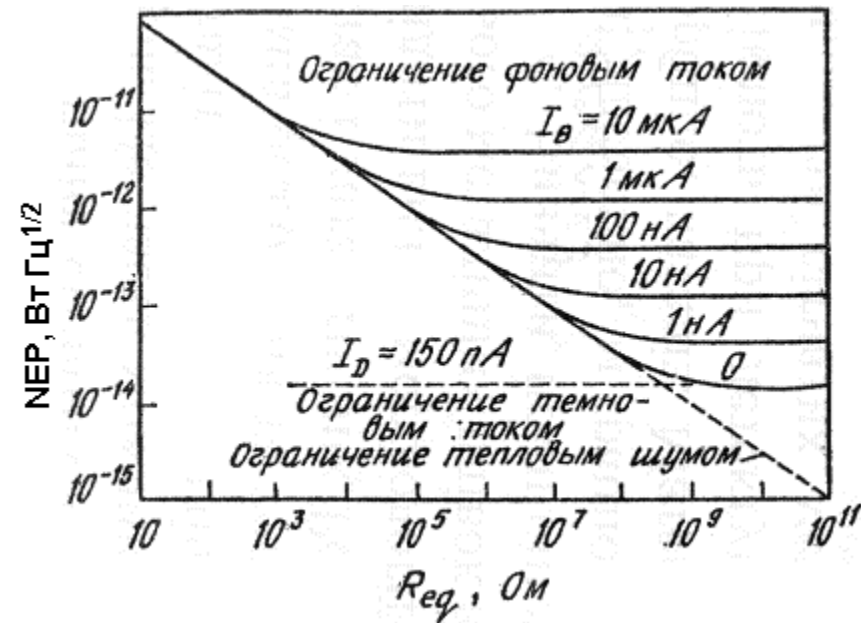


Рис. 9. Залежність NEP  $p-i-n$  діода від величини опору навантаження при темновому струмі 150 пА і різних значеннях фонового струму.

# Фототранзистор

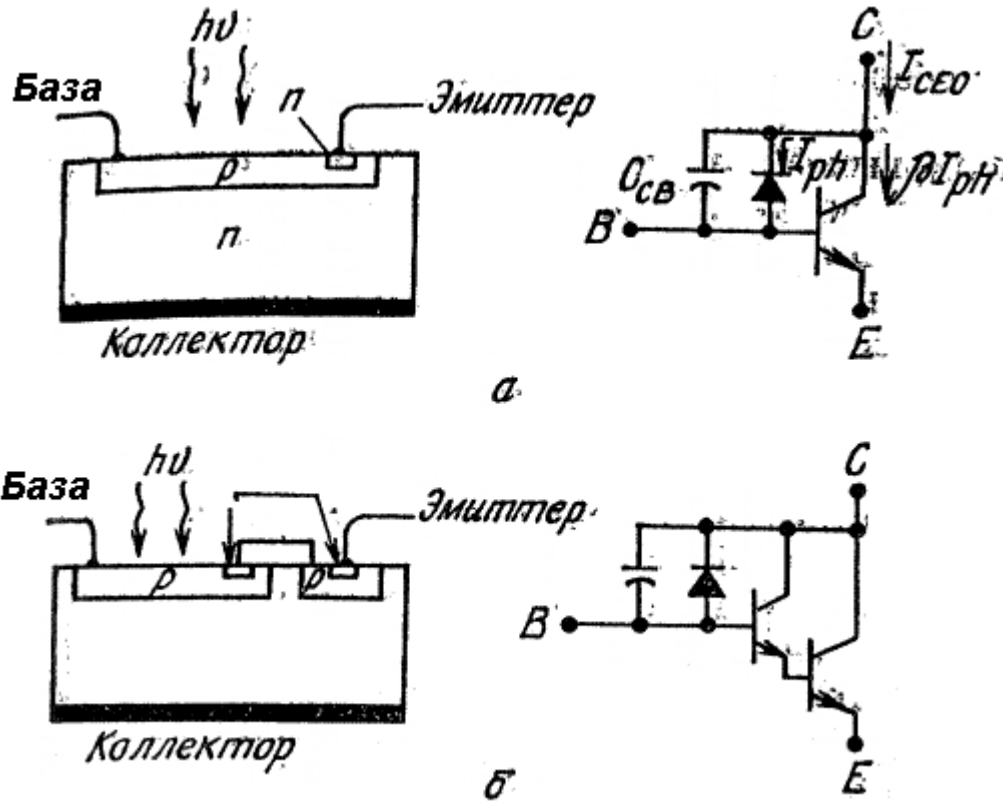


Рис. 33. Біполярний фототранзистор (а) і складений фототранзистор (б).

Біполярні і уніполярні транзистори можуть виконувати функції фотодетекторів і, відповідно, називаються **фототранзисторами**. Характерний для цих приладів транзисторний ефект забезпечує високе підсилення. Разом з тим в порівнянні з фотодіодом фототранзистор більш складний при виготовленні і поступається йому швидкістю внаслідок великої площі.

Структура біполярного фототранзистора і його еквівалентна схема наведені на рис. 33, а.

**Біполярний фототранзистор** відрізняється від звичайного біполярного транзистора тим, що перехід база-колектор, який грає в ньому роль чутливого елемента (на рис. 33, а зображається у виді діода з паралельно підключеною ємністю), має більшу площу.

**Фототранзистори** особливо ефективні у складі оптронів, оскільки забезпечують високий коефіцієнт перетворення за струмом (тобто, відношення вихідного струму фотодетектора до вхідного струму фотодіода), який досягає 50% і більше, тоді як при використанні фотодіодів цей коефіцієнт не перевищує 0,2%.

Біполярний фототранзистор може бути інтегрально суміщений з іншими приладами. Наприклад, використовуючи додатковий транзистор, можна сформувати складений фототранзистор з суттєво більшим коефіцієнтом підсилення.

Біполярний фототранзистор може бути інтегрально суміщений з іншими приладами. Наприклад, використовуючи додатковий транзистор, можна сформувати **складений фототранзистор** з суттєво більш високим коефіцієнтом підсилення (рис. 33, б).

Швидкодія розглянутих структур обмежується великою ємністю переходу база-колектор і знижується при збільшенні підсилення за рахунок ефекту зворотнього зв'язку.

Так, типовий **час відгуку** для **фотодіода** становить **~0,01 мкс**, тоді як для біполярного фототранзистора він рівний **~5 мкс**, а для **складеного фототранзистора** **~50 мкс**.

**Фототранзистор** може бути виготовлений на основі **гетероструктури**, наприклад, симетричної структури  $n\text{-AlGaAs}/p\text{-GaAs}/n\text{-AlGaAs}$  (рис.34, вставка).

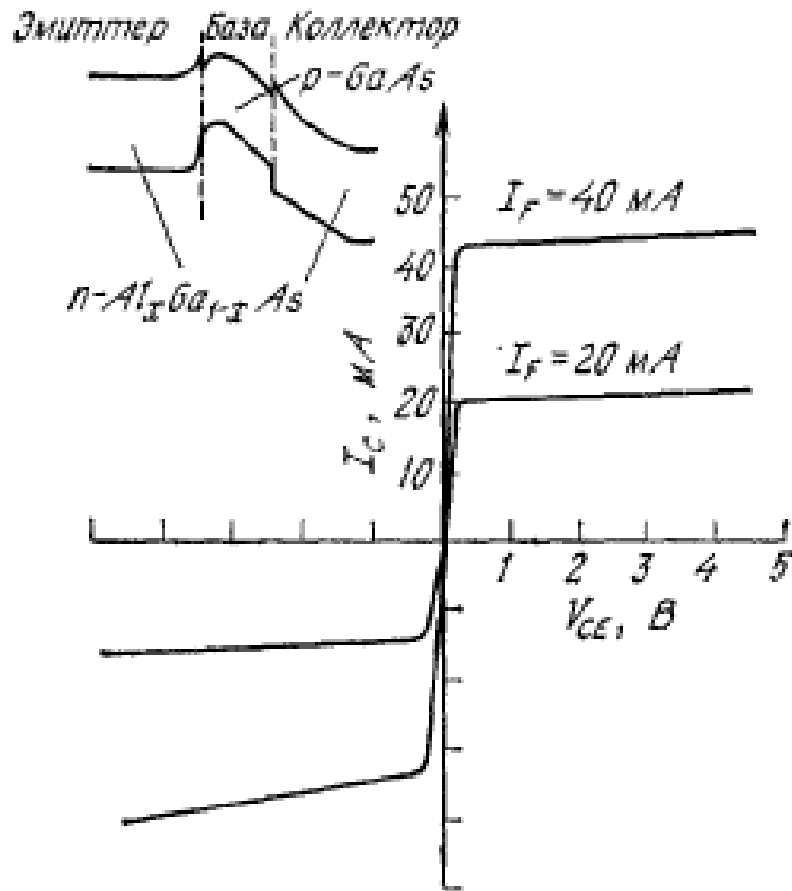


Рис. 34. Вольт-амперна характеристика фототранзистора з двостороннім гетеропереходом.

Цей прилад характеризується високим значенням напруги запирання і коефіцієнта підсилення для обох полярностей зміщення і лінійною залежністю струму від напруги, яка проходить через початок координат (рис. 34).

Ефективна інжекційна здатність забезпечується за рахунок того, що шар бази має більш вузьку заборонену зону, ніж шари колектора і емітера. Таким шляхом виключається присутнє звичайним транзисторам обмеження, що полягає в необхідності створення слабо легovanого базового шару, і можна реалізувати умови, при яких збіднена область запірного шару в основному зосереджена в шарі колектора. Це дозволяє отримати в одному приладі високе підсилення і високу напругу запирання.

Прилад має симетричний коефіцієнт підсилення, який при напрузі запирання  $\pm 10$  В, що відповідає товщині бази GaAs 2,1 мкм, становить 180, а при напрузі запирання  $\pm 2,6$  В, що відповідає товщині бази 0,3 мкм, рівний 3000.

Структура кремнієвого **МДН транзистора з ізольованим затвором** є чутливою до ІЧ-випромінювання, схематично показана на рис. 35 (вставка). Підкладка *p*-типу легована бором, що дає мілкий акцепторний рівень, і індієм, що дає глибокий акцепторний рівень (глибина залягання 0,16 еВ від краю валентної зони).

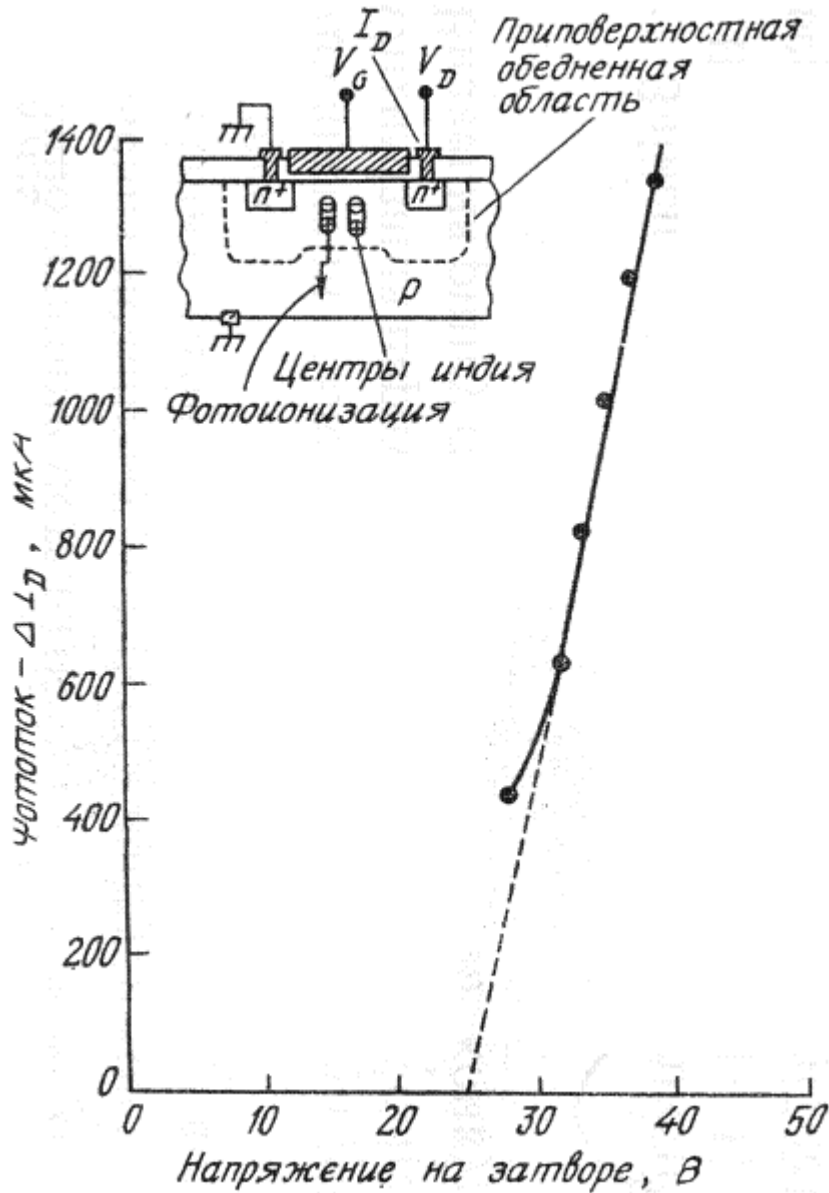


Рис. 35. Залежність фотоструму в області насичення від напруги на польовому електроді в МОН – транзисторі з підкладкою легованою індієм.

В заповненому дірками стані центри індія нейтральні, а при збудженні дірок в валентну зону стають від'ємно зарядженими. Прилад працює наступним чином. Від'ємна напруга на польовому електроді викликає збагачення каналу; при цьому всі центри індія захоплюють дірки і переходять в нейтральний стан.

Під дією ІЧ-випромінювання в діапазоні 2-7 мкм, що забезпечує енергію фотона, достатню для фотоіонізації центрів індія, відбувається збудження дірок в валентну зону. Цей процес приводить до збільшення сумарної густини заряджених акцепторів в області збіднення, що в свою чергу модулює провідність поверхневого каналу. Вираз для зміни порогової напруги має вид

$$\Delta V_T = 2\sqrt{q\epsilon_s\psi_B} (\sqrt{N_A - N_{In}} - \sqrt{N_A}) / C_i,$$

де  $\psi_B$  – різниця потенціалів між рівнем Фермі і рівнем Фермі власного напівпровідника,  $C_i$  - питома ємність окисла,  $N_A$  - концентрація бору і  $N_{In}$  - концентрація фотоіонізованих центрів індія. Струм в області насичення пропорційний  $(V_G - V_T)^2$  і, таким чином, зміна струму каналу може бути представлена в виді

$$\Delta I_D \approx \Delta V_T (V_G - V_T - \Delta V_T / 2).$$

На рис. 35 наведена залежність фотоструму в області насичення від напруги на польовому електроді. Отримана залежність добре узгоджується з рівнянням (59).

Використовуючи замість індія інші акцепторні домішки, можна забезпечити максимальне узгодження області чутливості приладу з необхідним спектральним діапазоном.

ІЧ-детектор може бути інтегрально суміщений з елементами накопичення і пам'яті і вихідним підсилювачем, що відкриває широкі перспективи для його використання в багатоелементних ІЧ-фотоприймачах великої ступеню інтеграції.



**Дякую за увагу!**