

1

ЗМІСТ

КВАНТОВА РАДІОФІЗИКА ТА НЕЛІНІЙНА ОПТИКА	5
1. Спонтанні та вимушені переходи. Коефіцієнти Ейнштейна, співвідношення між ними.	6
2. Поглинання світла дворівневою квантовою системою. Ефект насичення поглинання.	8
3. Трирівнева схема створення інверсії населеності квантових рівнів.	10
4. Чотирирівнева схема створення інверсії населеності квантових рівнів.	12
5. Типи лазерних резонаторів. Умова стійкості резонатора.....	14
6. Моді відкритих оптичних резонаторів.	17
7. Зв'язок між інверсією населеності квантових рівнів і концентрацією фотонів у резонаторі лазера. Швидкісні рівняння. .	18
8. Порогові умови генерації лазера. Стаціонарний коефіцієнт підсилення.	24
9. Конкуренція мод у лазері. Причини виникнення багатомодової генерації.	27
10. Резонатори для одночастотної генерації та перестроювання частоти лазера.	29
11. Встановлення стаціонарного режиму роботи лазера. Вільна генерація.	31
12. Лазери з модуляцією добротності резонатора. Методи модуляції добротності.	33
13. Режим генерації гігантських лазерних імпульсів. Зв'язок між параметрами резонатора, тривалістю та амплітудою імпульсів.	35
14. Лазери з синхронізацією мод.....	38
15. Генерація другої оптичної гармоніки. Умова фазового синхронізму.....	40
ФІЗИЧНІ ОСНОВИ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ	42
16. Методи виготовлення тонких шарів та плівок.....	43
17. Механізми утворення і структура тонких плівок.	45
18. Літографічні процеси у мікроелектроніці.	49
19. Явища переносу в тонких металевих плівках, залежність їх від товщини (скейлінг).	52
20. Методи ізоляції ІМС.....	53

2

21. Методи визначення структури та складу тонких плівок.	56
22. Основні задачі та напрямки розвитку мікроелектроніки.	59
23. Розмірні ефекти в тонких плівках.	62
24. Активні елементи у мікроелектроніці. Перспективи розвитку. 65	
25. Тунельні явища в мікроелектроніці. Тунельна мікроскопія..	68
26. Фізичні, технологічні, групові обмеження рівня мікрмініатюризації.	71
27. Плівкова електроніка. Конструкція плівкових елементів.....	73
28. Інтегральні напівпровідникові мікросхеми, їх класифікація, основні елементи та структури.	76
29. Функціональна мікроелектроніка, основні явища, які використовуються в ФЕ.	79

НАПІВПРОВІДНИКОВА ЕЛЕКТРОНІКА 80

30. Електронні стани в напівпровідниках. Електронні та діркові напівпровідники.	81
31. Електронно-дірковий перехід в рівноважному та нерівноважному стані. Вольт-амперна характеристика.	85
32. Бар'єр Шотткі.	88
33. Ефект Холла.....	91
34. Термоелектричні явища у напівпровідниках, елементи на його основі.....	93
35. Напівпровідникові діоди, їх основні характеристики, типізація.	96
36. Біполярні транзистори, принцип дії, основні характеристики. 100	
37. Гетеропереходи, їх класифікація, характеристики. Прилади на гетеро переходах.....	105
38. Полеві та МДН (метал-діелектрик-н/п) транзистори, їх статичні та динамічні характеристики.	107
39. Фізичні принципи дії світловодів.....	110
40. Принципи дії та основні особливості фотодетектуючих напівпровідникових пристроїв, їх типи.	113
41. Енергонезалежні елементи пам'яті.....	115
42. Сучасний стан та перспективи розвитку напівпровідникової електроніки. Нанoeлектроніка.....	117

ТЕХНІКА ТА ЕЛЕКТРОНІКА НВЧ	118
43. Хвильове рівняння, випадок поперечно-обмеженої системи. 119	
44. Прямокутний металевий хвилевід. Структура мод.	121
45. Коаксіальна лінія	123
46. Відкриті металеві хвилеводи.	125
47. Діелектричні хвилеводи і резонатори. Добротність.	127
48. Об'ємні резонатори. Їх збудження.	130
49. Стоячі хвилі, їх основні властивості.....	134
50. Детектування електромагнітної хвилі.	137
51. Модуляція та змішування НВЧ сигналів.	139
52. Вимірювання потужності НВЧ хвилі.....	143
53. Вимірювання частоти НВЧ хвилі.	146
54. Узгодження опорів в техніці НВЧ.	147
55. Генератор Гана.....	149
56. Генератори на лавино-пролітних діодах.	151
57. Підсилення НВЧ сигналів.	154
58. Невзаємні елементи НВЧ.....	157
ФІЗИЧНА ЕЛЕКТРОНІКА	160
59. Електронна теорія твердих тіл: наближення вільних, слабо зв'язаних і сильно зв'язаних електронів.	161
60. Кристалічна ґратка та електронні властивості твердих тіл. Властивості речовин як особливості руху електронів.	164
61. Потенціальний бар'єр на межі твердого тіла. Контактна різниця потенціалів. Робота виходу.....	166
62. Електронна емісія. Властивості електронів, які залишили метал. 168	
63. Вплив електричного поля на емісійні властивості металів..	169
64. Методи отримання вакууму.	171
65. Методи вимірювання вакууму.....	172
66. Електронна спектроскопія. Дослідження енергетичних характеристик металів.....	174
67. Елементарні процеси в іонізованому газі.	176
68. Рух заряджених частинок під дією електричного поля. Рухливість.....	180

4

69.	Рівняння газового розряду	182
70.	Пробій газу. Несамостійний газовий розряд.....	183
71.	Жевріючий розряд.	185
72.	Дуговий розряд.	190
73.	Об'ємний заряд у плазмі.	192
74.	Методи дослідження плазми.....	194
75.	Оже-ефект. Оже-спектроскопія.	197

КВАНТОВА
РАДІОФІЗИКА ТА
НЕЛІНІЙНА ОПТИКА

1. Спонтанні та вимушені переходи. Коефіцієнти Ейнштейна, співвідношення між ними.

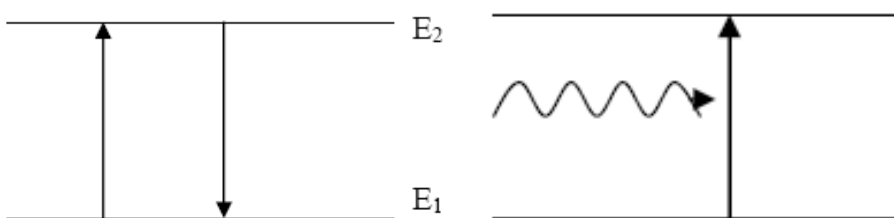
Нехай ми маємо дворівневу енергетичну систему. В такій системі можливі переходи з одного рівня на інший. Існують два типа переходів. **Спонтанний перехід** – це перехід системи з одного енергетичного рівня на інший при відсутності дії зовнішніх сил. **Вимушений перехід** – це перехід системи з одного енергетичного рівня на інший під дією зовнішніх сил. Вимушений перехід можливий після поглинання системою фотона. **Поглинання** – перехід системи в збуджений стан при поглинанні фотона. Візьмемо деякий об'єм V (нехай одиничний). Нехай кількість частинок в об'ємі $n = n_1 + n_2$, де n_1 , n_2 – кількість частинок на 1 та 2 рівнях. Кількість спонтанних переходів частинок $Z_{21}^c = A_{21}n_2$, де A_{21} -коефіцієнт Ейнштейна для спонтанного випромінювання $[A_{21}] = [Z_{21}^c/n_2] = [(c \cdot m^3)/(1/m^3)] = [1/c]$.

Фізичний зміст: ймовірність переходу за 1 часу. Коефіцієнт Ейнштейна для спонтанного випромінювання – величина обернена до середнього часу життя частинки на збудженому рівні ($A_{21} = 1/\tau_c$). Кількість вимушених переходів частинок під час поглинання: $Z_{12}^p = B_{12}n_1\rho_\nu$, де ρ_ν – спектральна об'ємна густина, B^{12} – коефіцієнт Ейнштейна для поглинання $[B_{12}] = [Z_{12}^p/n_1\rho_\nu] = [1/c \cdot m^3 / (\text{Дж} \cdot \text{с})] = [m^3 / (\text{Дж} \cdot \text{с}^2)]$.

Можна ввести: $B_{12}\rho_\nu = 1/\tau_p$.

Коефіцієнт Ейнштейна для вимушеного випромінювання $Z_{21}^b = B_{21}n_2\rho_\nu$, $[B_{21}] = [Z_{21}^b/n_2\rho_\nu] = [1/c \cdot m^3 / (\text{Дж} \cdot \text{с})] = [m^3 / (\text{Дж} \cdot \text{с}^2)]$.

Можемо ввести деякий час $B_{21}\rho_\nu = 1/\tau_b$, де τ_b – час життя частинки на



верхньому рівні, якщо знехтувати спонтанними процесами.

Якщо підсумуємо спонтанні та вимушені переходи з рівня 2 на 1, то $Z_{21} = Z_{21}^b + Z_{21}^c$, тоді можемо записати $Z_{21}/n_2 = (A_{21}n_2 + B_{21}n_2\rho_\nu)/n_2$, або $1/\tau = 1/\tau_c + 1/\tau_b$ (але користуватися часами не настільки легко, як коефіцієнтами Ейнштейна).

Співвідношення між коефіцієнтами Ейнштейна. Розглянемо стан термодинамічної рівноваги $Z_{21}dt = Z_{12}dt$

переписавши цей вираз через коефіцієнти Ейнштейна $A_{21}n_2 + B_{21}n_2\rho = B_{12}n_1\rho$, визначимо звідси

$$\rho = A_{21}n_2 / (B_{12}n_1 - B_{21}n_2) = A_{21} / (B_{12}n_1/n_2 - B_{21}).$$

Запишемо розподіл Больцмана (він виконується, коли система знаходиться в термодинамічній рівновазі). Введемо статистичні ваги (або виродження) q_1 та q_2 .

7

$n_1/n_2 = q_1/q_2 \exp[(E_2 - E_1)/kT] = q_1/q_2 \exp[\hbar\nu_{12}/kT]$, підставимо це в вираз для ρ , тоді $\rho = A_{21}/(B_{12} * (q_1/q_2 \exp[\hbar\nu_{12}/kT]) - B_{21}) =$ /з формули Планка/ $= (8\pi\hbar\nu^3/c^3) * (\exp[\hbar\nu_{12}/kT] - 1)^{-1}$.

Формула повинна бути справедлива для будь-яких T , тому

$$B_{12} * q_1/q_2 - B_{21} = 0,$$

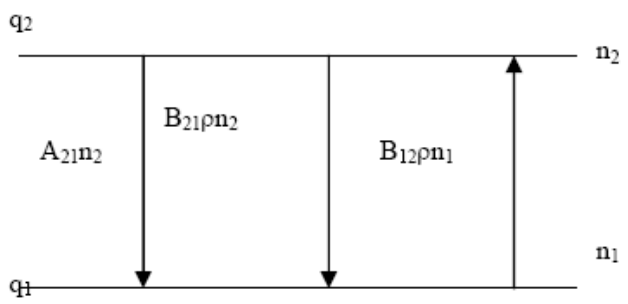
$$\text{отже } B_{21} = B_{12} * q_1/q_2,$$

Якщо покласти $q_1 = q_2$, то

$$B_{21} = B_{12}.$$

$A_{21}/(B_{12} * (q_1/q_2 \exp[\hbar\nu_{12}/kT]) - B_{12} * q_1/q_2) = (8\pi\hbar\nu^3/c^3) * (\exp[\hbar\nu_{12}/kT] - 1)^{-1}$, тоді $A_{21} = (8\pi\hbar\nu^3/c^3) * q_1/q_2 * B_{12}$.

Тут дуже важливим є те, що $A \sim \nu^3$, тому у видимому діапазоні A велике (а T мале).



2. Поглинання світла дворівневою квантовою системою. Ефект насичення поглинання.

Равновесная квантовая система поглощает энергию внешнего излучения, т.е при равновероятности индуцированных переходов сверху вниз (с излучением энергии) и снизу вверх (с поглощением энергии) в расчете на одну частицу общее число переходов с нижних уровней на верхние превосходит число обратных переходов, потому что внизу частиц больше, чем сверху.

Действительно, изменение энергии внешнего поля излучения в единичном объеме квантовой системы определяется разностью энергий, излучаемых и поглощаемых при индивидуальных переходах вниз и вверх. Так как излучаемая мощность равна $n_2 W_{21} h\nu$ а поглощаемая $n_1 W_{12} h\nu$, то скорость изменения плотности энергии составляет

$$\frac{d\rho}{dt} = \left(\frac{n_2}{g_2} - \frac{n_1}{g_1} \right) \frac{g_1 2B_{12} h\nu \rho}{\pi \Delta\nu_L}$$

что при термодинамическом равновесии в соответствии с распределением Больцмана отрицательно. Энергия внешнего поля поглощается.

Коэффициент поглощения определяется как: $\alpha = -\frac{1}{c\rho} \frac{d\rho}{dt}$

Рассмотрим несколько подробнее коэффициент поглощения в равновесном случае. Имеется двухуровневая система. В соответствии с распределением Больцмана для двухуровневой системы, находящейся при температуре T ,

$$\alpha = n \frac{g_1 (1 - \exp[-\frac{h\nu}{kT}])}{g_1 + g_2 \exp[-\frac{h\nu}{kT}]} \frac{g_1 2B_{12} h\nu \rho}{c\pi \Delta\nu_L}$$

Где $n = n_1 + n_2$ – плотность общего числа частиц на обоих уровнях энергии. В радиодиапазоне, как правило, $h\nu \ll kT$ и ... (вид верхней формулы при этом приближении не очень то и важен)

В оптическом диапазоне $h\nu \gg kT$

$$\alpha = nh\nu \frac{2B_{12}}{c\pi \Delta\nu_L}$$

Если использовать что $g_1 B_{12} = g_2 B_{21}$ и $A_{21} = 8\pi\nu^2 B_{21}/c^3$ (и то что $c/\nu = \lambda$, $A_{21} = 1/\tau_0$ где τ_0 – естественное, спонтанное, радиационное время жизни частицы на верхнем уровне) получим другой вид предыдущей формулы

$$\alpha = n \frac{g_2 \lambda^2}{g_1} \frac{1}{2\pi 2\pi \Delta\nu_L * \tau_0}$$

9

Все что справа от n есть эффективное сечение взаимодействия частицы с резонансным электромагнитным полем – сечение поглощения (обозначается σ).

Из двух предыдущих формул получаем:

$$\sigma = \frac{g_2 \lambda^2}{g_1} \frac{1}{2\pi 2\pi \Delta\nu_{\text{л}} * \tau_0} = h\nu \frac{2B_{12}}{c\pi \Delta\nu_{\text{л}}}$$

Так как $2\pi\Delta\nu_{\text{л}}$ всегда превышает $1/\tau_0$, сечение поглощения всегда меньше $\lambda^2/2\pi$ (в оптическом диапазоне, как правило, значительно меньше). Характерные значения σ в зависимости от спектрального диапазона и конкретной квантовой частицы лежат в широком диапазоне ($10^{-12} \dots 10^{-24}$ см²).

В предыдущем рассмотрении речь шла о так называемом линейном коэффициенте поглощения или коэффициенте поглощения малого сигнала, когда значение альфа не зависит от интенсивности сигнала. Независимость коэффициента поглощения альфа от интенсивности поглощаемого излучения соответствует в оптике закону Бугера-Ламберта-Бера. Этот закон в нашем рассмотрении получен в предположении, что поглощаемое излучение не вызывает отклонений распределения числа частиц по уровням энергии от термодинамически равновесного.

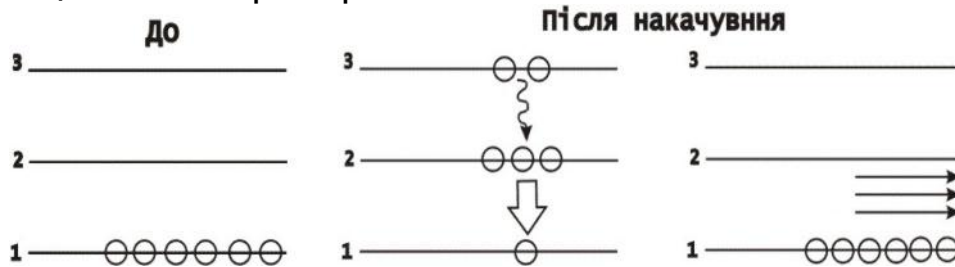
Однако поглощаемое системой частиц излучение обязательно нарушает тепловое равновесие в ней. В случае, когда вероятность переходов под влиянием внешнего поля становится сравнимой с вероятностью релаксационных переходов, равновесное распределение населенностей заметно искажается. При этом относительная доля энергии, поглощаемой системой, уменьшается, коэффициент поглощения падает, наступает так называемый эффект насыщения.

Некоторой эффективной характеристика насыщения есть плотность потока энергии или интенсивности насыщения которая записывается как:

$$I_s = \frac{1}{4} \frac{c\pi \Delta\nu_{\text{л}}}{B_{12}\tau}$$

3. Трирівнева схема створення інверсії населеності квантових рівнів.

Схема функціонування трьохрівневої схеми



Накачка такого лазера здійснюється з 1 на 3 рівень, далі йде безвипромінювальний перехід з 3 на 2, і з 2 відбувається перехід 2-1 з випромінюванням, для того щоб все це ефективно функціонувало потрібно, щоб час життя на 3 рівні був значно менший ніж на 2 (метастабільний), тоді можна створити значну інверсію. Типовий представник – рубіновий лазер. Дуже суттєвим є безвипромінювальний перехід 3-2 якщо різниця енергій між цими рівнями порядку kT , то передача енергії відбувається ефективно. Якщо ж різниця між ними суттєво більше kT , то в процесі передачі беруть участь фонони в результаті чого тверде тіло розігрівається, а ефективність накачки падає. Для стаціонарної генерації важлива потужність накачки ($B_{13}p_{13}$) необхідна для підтримання інверсної заселеності. Її необхідну потужність можна оцінити виходячи з часу життя метастабільного рівня (2). Вимогою для підтримки є виконання нерівності $B_{13}p_{13} > A_{21}$ (A -число спонтанних випромінювань). Потужність вимушеного випромінювання рівна різниці між потужністю накачки і її пороговим значенням з врахуванням безвипромінювальних втрат в каналі накачування. Чим більше потужність накачки тим більша інверсна заселеність і тим потужніше випромінювання.

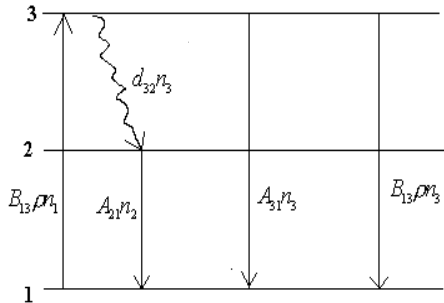
Маємо три рівні = 15 процесів. Суть: перевести систему на верхній рівень, потім відбувається швидка релаксація, потім створюємо інверсію. Розглянемо тільки 5 процесів. Релаксація за рахунок взаємодії з ґраткою. Вважатимемо, що генерації немає, тоді можна не враховувати вимуш. випромінювання 21, але повинні врахувати процес A_{31} , який є небажаним.

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = B_{13}n_1 - B_{13}n_3 - A_{31}n_3 - d_{32}n_3 = 0 \\ \frac{dn_2}{dt} = d_{32}n_3 - A_{21}n_2 = 0 \\ \frac{dn_1}{dt} = \frac{d(n_1 - n_2 - n_3)}{dt} = -\frac{dn_2}{dt} - \frac{dn_3}{dt} \end{cases}$$

Розглянемо випадок, коли $\rho \rightarrow \infty$. Нам треба розгяд стац. рівняння. Система диф. рівнянь – кінетичні рівняння. Система алгебр. рівнянь (

$\frac{dn_{3,2}}{dt} = 0$) - балансні рівняння. Розглядаємо алгебр. рівняння : $n_1 > n_3$,
при $\rho \rightarrow \infty$,

Схема функціонування трьохрівневої схеми:

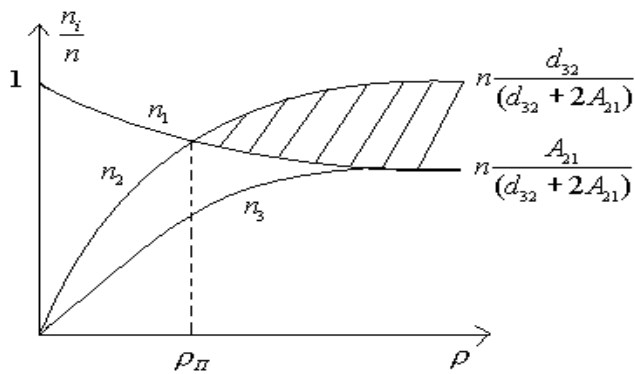


$$d_{32}n_1 = A_{21}n_2, \quad n_2 = n - n_1 - n_3, \quad d_{32}n_1 = A_{21}(n - 2n)$$

$$n_2 = \frac{d_{32}n}{d_{32} + 2A_{21}}; \quad n_1 = n \frac{A_{21}}{d_{32} + A_{21}} = n_3$$

Інверсія $n_2 > n_1$ в заштрихованій області,
за умов, що $n \frac{d_{32}}{d_{32} + 2A_{21}} > n \frac{A_{21}}{d_{32} + A_{21}}$;

$$d_{32} > A_{21} - \text{умова інверсії}; \quad \square_{\max} = (n_2 - n_1)_{\max} = \frac{d_{32} - A_{21}}{d_{32} + 2A_{21}}$$



Знайдемо $\rho_{\text{порогове}}$: $n_1 = n_2; n_3 = \frac{A_{21}n_2}{d_{32}}$;

$$B_{13}\rho n_1 = B_{12}\rho \frac{A_{21}}{d_{32}} n_2 + A_{31} \frac{A_{21}}{d_{32}} n_2 + d_{32} \frac{A_{21}}{d_{32}} n_2;$$

$$\frac{n_1}{n_2} = 1; \quad \rho_{\text{порогове}} = \frac{A_{21}(A_{31} + d_{32})}{B_{13}(d_{32} - A_{21})};$$

Щоб $\rho_{\text{н}}^{(\text{пор})}$ не було від'ємне :
 $d_{32} \gg A_{21}$ релаксація з 2 на 3 має відбуватись набагато швидше, ніж

спонтанне спустошення рівня 2

$B_{13} \uparrow$ - коефіцієнт поглинання ($k_v \uparrow$) має бути великим.

$A_{21} \downarrow$ - якнайменшим.

Щоб було велике поглинання цей перехід повинен бути дозволеним, отже повинна бути парність.

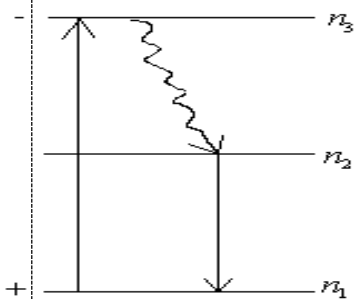
Цей лазерний перехід заборонений, набагато легше створити інверсію. Коли ми досягаємо порогової генерації, то заселеності рівнів рівні між собою ($n_1 = n_2$), $n_3 \approx 0$ - швидка релаксація на рівень 2.

Недоліки: 1) треба закинути багато частинок і підтримувати заселеність рівня.

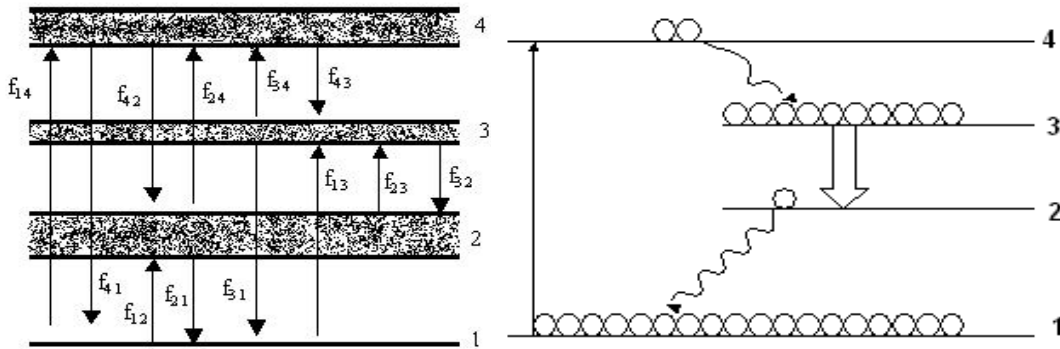
Створення інверсії населеності:

$$n_2^{(cm)} = n \frac{B_{12}\rho + d_{12}}{B_{12}\rho + B_{21}\rho + A_{21} + d_{12} + d_{21}}; \quad \rho \rightarrow \infty \quad \frac{B_{12}}{B_{12} + B_{21}} n - \frac{1}{2} n;$$

$$k_v = -(n_1 - n_2)B \frac{hc}{e} g; \quad n_2^{cm} = \frac{1}{2} n$$



4. Чотирирівнева схема створення інверсії населеності квантових рівнів.



За допомогою накачування частинки з основного стану 1, збуджуються на рівень 4. Кінетичні рівняння:

$$\frac{dn_4}{dt} = B_{14}\rho_H n_1 - B_{14}\rho_H n_4 - A_{41}n_4 - d_{43}n_4$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -A_{32}n_3 + d_{43}n_4$$

$$\frac{dn_2}{dt} = A_{32}n_3 - d_{21}n_2$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -B_{14}\rho_H n_1 + B_{14}\rho_H n_4 + A_{41}n_4 + d_{21}n_2$$

Розглядаємо стаціонарний випадок і те, що $\rho \rightarrow \infty$, маємо:

$$n_4 = \frac{A_{32}}{d_{43}} n_3$$

$$n_2 = \frac{A_{32}}{d_{21}} n_3$$

$$n_1 = n_4$$

$$n = n_1 + n_2 + n_3 + n_4$$

$$\frac{n_3}{n} = \left(2 \frac{A_{23}}{d_{43}} + \frac{A_{23}}{d_{21}} + 1\right)^{-1} \equiv 1/F$$

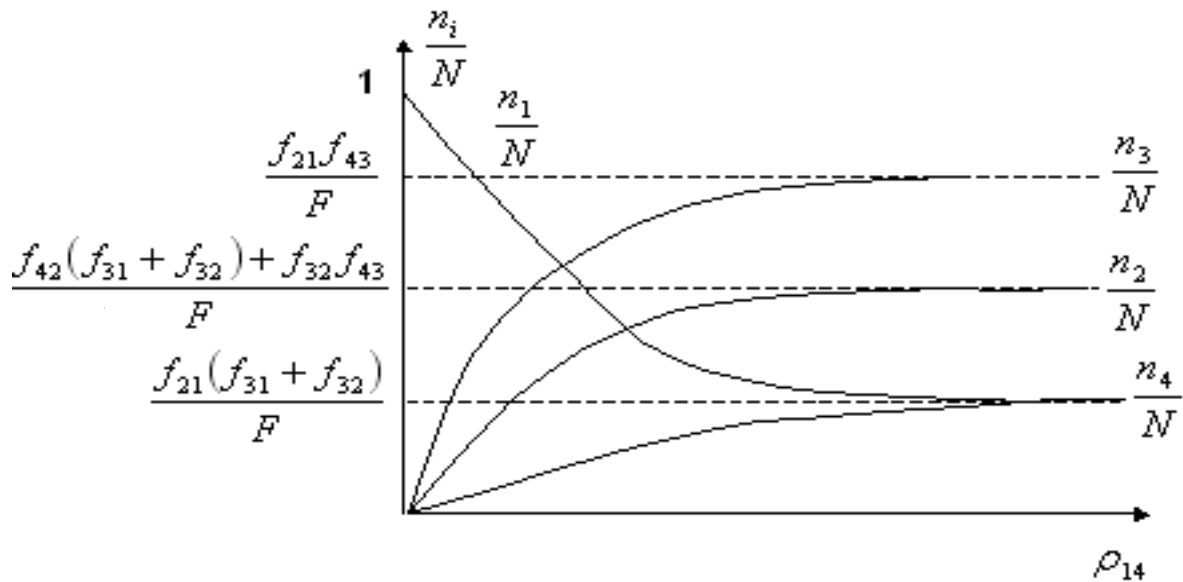
$$\frac{n_1}{n} = \frac{n_4}{n} = \frac{A_{32}}{d_{43}} * 1/F$$

$$\frac{n_2}{n} = \frac{A_{32}}{d_{21}} * 1/F$$

Потім з великою імовірністю безвипромінювального переходу квантові частинки переходять на метастабільний стан 3. Переходи частинок з 3 в 2 дають люмінесценцію або, якщо створені необхідні умови, індуковане випромінювання. І нарешті, в результаті безвипромінювального переходу з 2 в 1, квантові частинки повертаються на основний стан 1. Отже, якщо робоче тіло підібране так, щоб $h\nu_{12} \gg kT$, то n_2 при термодинамічній рівновазі дуже мале:

$$n_2 = N \exp(-E_2/kT) \quad \text{накопичуватись.}$$

Схема безпорогова. $d_{43} \gg A_{32}$ Коли



температура вище нуля то з'являється поріг!

Тому в такій системі порівняно з трирівневою схемою, відносно легко отримати інверсний стан, оскільки досить загнати на рівень 3 незначну частину квантових частинок, як ми вже отримаємо інверсний стан, тому що рівень 2 практично вільний.

Інверсія можлива коли: $d_{12} > A_{32}$ другий рівень повинен спустошуватись швидше ніж накопичуватися.

5. Типи лазерних резонаторів. Умова стійкості резонатора

Плоский резонатор. Плоским називають резонатор, утворений двома плоскими квадратними дзеркалами з розмірами $2a \cdot 2a$, що знаходяться на відстані L один від одного.

Власні частоти резонатора визначаються за формулою:

$$\nu_{mq} = \frac{c}{\lambda_{mq}} = \frac{c}{2} \left[\frac{q}{L} + \frac{1}{2} \frac{(m^2 + n^2)}{q} \frac{L}{4a^2} \right]$$

Розподіл поля всередині резонатора з плоскими дзеркалами в різних перетинах, перпендикулярних оптичній осі, змінюється порівняно слабо. Це дозволяє досить ефективно використовувати активний обсяг робочої речовини. Відмінною рисою плоского резонатора є те, що фронт хвилі на його дзеркалі майже плоский. Скривлення фронту хвилі хоча і мається, але воно мале. Це дає можливість одержати мале розходження променя, що виходить з такого резонатора.

Конфокальний резонатор. Конфокальним називають відкритий резонатор, утворений однаковими сферичними дзеркалами, осі і фокуси яких збігаються. Конфокальний резонатор має наступні особливості.

Власні частоти визначаються за формулою:

$$\nu_{mq} = \frac{\omega_{mq}}{2\pi} = \frac{c}{4L} (2q + 1 + m + n)$$

Розподіл фази по поверхні дзеркал однорідний, тобто відбиваючі поверхні є поверхнями рівних фаз. У порівнянні з плоским резонатором поле в конфокальному резонаторі більш щільно сконцентровано в його осі і спадає на краях значно швидше. Це приводить до того, що дифракційні втрати в конфокальному резонаторі значно менші, ніж для аналогічних типів коливань у плоскому резонаторі. У розподілі поля не спостерігається характерних для плоского резонатора перегинів. Основне TEM₀₀-коливання має гаусів розподіл як у напрямку x , так і в напрямку y . Поле усередині резонатора найбільшою мірою сконцентровано поблизу загального фокуса дзеркал, тобто в центрі резонатора. Поверхні рівних фаз являють собою сферичні поверхні.

Резонатори з довільними сферичними дзеркалами. Це резонатори, що складаються з двох співвісних сферичних дзеркал радіусами R_1 і R_2 розташованих на відстані L друг від друга. Властивості таких резонаторів легко визначити, якщо знайдена відповідна конфокальна система, у якій дві синфазні поверхні збігаються з поверхнями дзеркал резонатора. Якщо резонатор утворений двома однаковими сферичними дзеркалами радіусами

$R_1=R_2=R$, розташованими на відстані L друг від друга, то одержуємо, що довжина еквівалентного конфокального резонатора:

$$L_{\text{ек}} = \sqrt{LQR - D}$$

В узагальненому сферичному резонаторі частотне виродження мод звичайно зникає.

Кільцевий резонатор. Кільцевим називають відкритий резонатор, дзеркала якого забезпечують поширення електромагнітних хвиль по замкнутому контуру. В одне з плечей резонатора поміщають активний елемент, наприклад, газорозрядну трубку газового лазера. У кільцевому резонаторі може існувати стояча хвиля, утворена інтерференцією двох хвиль, що біжать у протилежних напрямках. Іноді режим стоячої хвилі, є енергетично менш вигідним, оскільки найбільш повна взаємодія випромінювання з речовиною тут відбувається лише в пучностях світлового поля. У біжучій хвилі, поле в середньому більш однорідне, що дозволяє повніше використовувати активну речовину.

Крім того, якщо обертати кільцевий резонатор навколо осі, то довжина шляху для хвиль, що поширюються по напрямку і проти напрямку обертання, буде різною. Це може бути використане для виміру швидкості обертання і побудови лазерних гіроскопів.

Складений резонатор. Такий резонатор являє собою два (чи більш) зв'язаних між собою резонатора. Властивості такого резонатора аналогічні властивостям двох зв'язаних контурів. Складений резонатор можна використовувати для селекції аксіальних коливань. Додаткова спектральна селекція коливань у складеному резонаторі визначається тим, що найбільшою добротністю будуть володіти ті типи коливань, для яких умова резонансу задовольняється в кожній зі складових частин резонатора.

Резонатор із брегівським дзеркалом. Іноді виникає необхідність плавно перебудовувати власну частоту резонатора і тим самим плавно змінювати частоту генерації лазера в межах контуру спектральної лінії активної речовини. Це можна здійснити, якщо одне з дзеркал зробити селективним, тобто з великим коефіцієнтом відображення у вузькому спектральному діапазоні. При цьому необхідно, щоб була можливість яким-небудь образом змінювати спектральний діапазон. Як селективний елемент можуть бути використані, наприклад, дифракційні ґратки, що встановлюють замість одного з дзеркал резонатора. Подібний резонатор називається резонатором із брегівським дзеркалом. Дифракційні ґратки розташовуються під кутом до оптичної осі резонатора. Якщо на таке «дзеркало» падає плоска електромагнітна хвиля, що поширюється уздовж оптичної осі резонатора, то за рахунок дифракції на ґратках

вона буде відбиватися назад точно в протилежному напрямку при виконанні умови Вульфа- Брегга:

$$b \sin \theta = m\lambda / 2,$$

де b — період дифракційних ґраток; θ — кут між нормаллю до площини ґратки і оптичною віссю резонатора; $m=1; 2; 3; \dots$ — порядок дифракції. Змінюючи кут θ , можна змінювати довжину хвилі λ , що відповідає максимуму відбивної здатності дзеркала в напрямку оптичної осі. Такий резонатор застосовується, зокрема, для перебудови частоти генерації рідинних лазерів на органічних барвниках.

Резонатор з розподіленням зворотним зв'язком. Це особливий вид резонатора, у якому торцеві дзеркала взагалі можуть бути відсутніми, а позитивний зворотний зв'язок забезпечується розсіюванням на періодичних неоднорідностях, що утворюють строго періодичні ґратки. Важливо, щоб ці ґратки утворювалися просторовими періодичними змінами одного з параметрів, від якого залежать умови поширення світла. Це може бути коефіцієнт заломлення, коефіцієнт підсилення, товщина плівки чи кристала. Відстань b між неоднорідностями повинно задовольняти умові Вульфа – Брегга. Розподілений зворотний зв'язок використовується у деяких типах напівпровідникових лазерів.

Умова стійкості резонатора:

$0 \leq g_1 g_2 \leq 1$ – умова стійкості резонатора,

де $g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}$, $g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$.

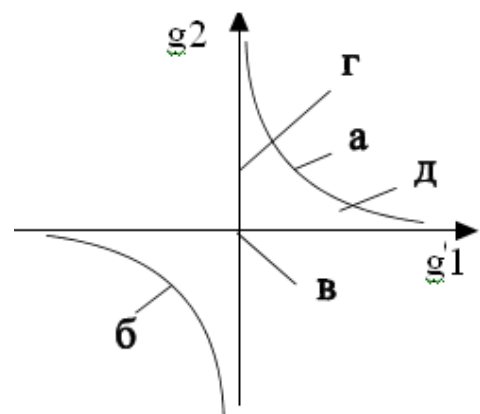
Намалюємо діаграму стійкості: Стійкий резонатор:

Недолік: 1. чим стійкіший, тим більше добротність мод, тобто їх багато;

2. заповнення резонатора полем – неоднакове:

в точці О поле зжате.

Переваги: полегшує юстування.



6. Моди відкритих оптичних резонаторів.

Мода резонатора – стац. конфігурація е/м поля, яка задовольняє р-ня Максвела і гран. умови.

поле – $\vec{E}(\vec{r}, t)$ – якщо хочемо записати поле, то записуємо його в такому вигляді: $\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 U(\vec{r}) \exp(i\omega_M t)$ – стац. конфігурація.

$\exp(i\omega_M t)$ – фазовий множник, який показує, що коливання гармонічні.

Т.я. відкритий резонатор, тому є втрати: - дифракційні. Р-ня (1) годиться, коли розглядаємо проміжок часу Δt великий порівняно з періодом коливань: $\Delta t \gg T$. Коли є втрати, то розподіл поля міняється з часом:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 U(\vec{r}) \exp\left(-\frac{t}{2\tau_p} + i\omega_M t\right), \quad i\omega_M t - \text{квазімода.}$$

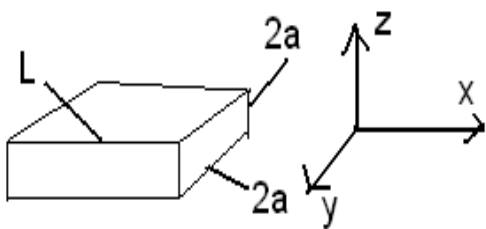
τ_p – час життя фотона в резонаторі.

Знайдемо спектр. відстань між модами.

Спочатку розглянемо закритий резонатор:

Запишемо, які можуть бути стоячі хвилі:

$$Lk_x = \pi l, \quad 2ak_y = \pi \mu, \quad 2ak_z = \pi \eta;$$



$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = \sqrt{\left(\frac{l}{L}\right)^2 + \left(\frac{\mu}{2a}\right)^2 + \left(\frac{\eta}{2a}\right)^2}, \quad k = 2\pi\nu/c,$$

показник заломлення = 1

l, μ, η – цілі і можуть змінюватись.

Шавлов і Таунс припустили, що:

- відсутність бокових стінок не спотворює мод, а лише обмежує їх кількість і типи: $l \gg \mu, \eta$.

- існують моди, які мають маленькі проекції хв.векторів.

Вважаємо, що $k_z = (l/L)^2 > k_x, k_y$, тоді

$$\nu = \frac{c \cdot l}{2 \cdot L} \sqrt{1 + \frac{\mu^2 + \eta^2}{(2a)^2} \cdot \left(\frac{L}{l}\right)^2} \approx \frac{c}{2} \left(\frac{l}{L} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\mu^2 + \eta^2}{(2a)^2} \cdot \frac{\lambda}{2} \right)$$

l – кількість напівхвиль. Це набір мод змінюється з шагом 1:

$\Delta l = 1$; $\mu, \eta = \text{const.}$ – Це повздовжні моди – це моди, де поперечні

індекси = 0: $\Delta \nu_l = \frac{c}{2L}$. Оцінимо цю формулу: розглянемо резонатор

$L = 1\text{ м}$, тоді $\Delta \nu_l = 150\text{ МГц}$.

Поперечні моди: $\Delta \mu = 1$; $l, \eta = \text{const.}$; $\Delta \eta = 1$; $\mu, l = \text{const.}$

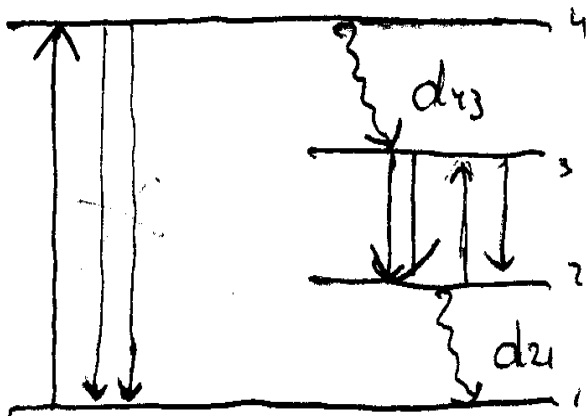
$$\Delta \nu_\mu = \frac{c}{2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(2a)^2} \cdot \frac{\lambda}{2} \left((\mu+1)^2 + \mu^2 \right)$$

7. Зв'язок між інверсією населеності квантових рівнів і концентрацією фотонів у резонаторі лазера. Швидкісні рівняння.

Система швидкісних р-ндів для однопроменевого лазера.
 Треба замислити фіз. р-нд, які описують роботу лазера.

Постановка задачі:

Будемо розм. 4-но променевий лазер.
 Є мода, яка однорідно заповнює резонатор.
 Шляхи пар-ри не залежать від координат (одноп. точковий лазер).
 Р-нд залежать від системи створ. інверсії.
 Будемо розм. 4-х рівневу систему.



Система ефективно працює, коли $d_{13} \uparrow$ а $d_{21} \downarrow$

- 1) Оск. процес d_{13} дуже швидкий, то ці два процеси ігноруємо.
- 2) $n_2 \approx 0$, є ефективне зусупнення.
- 3) $n_4 \approx 0$, оск. d_{13} - ефективний процес за такого надлишку, траси такі перешагнуто системою.

Стр1-Тут постановка задачи и приближения которые используются.

Стр2-Перерисовка схемы створення инверсии. Вводят формфактор и мощность накачки.

Стр3-Вводят понятие инверсия, спектральная энергия. Уравнение (1) в принципе уже показывает связь между инверсией и населенностью уровней. Его дальше расписывают и смотрят как изменяется концентрация фотонов резонаторе.

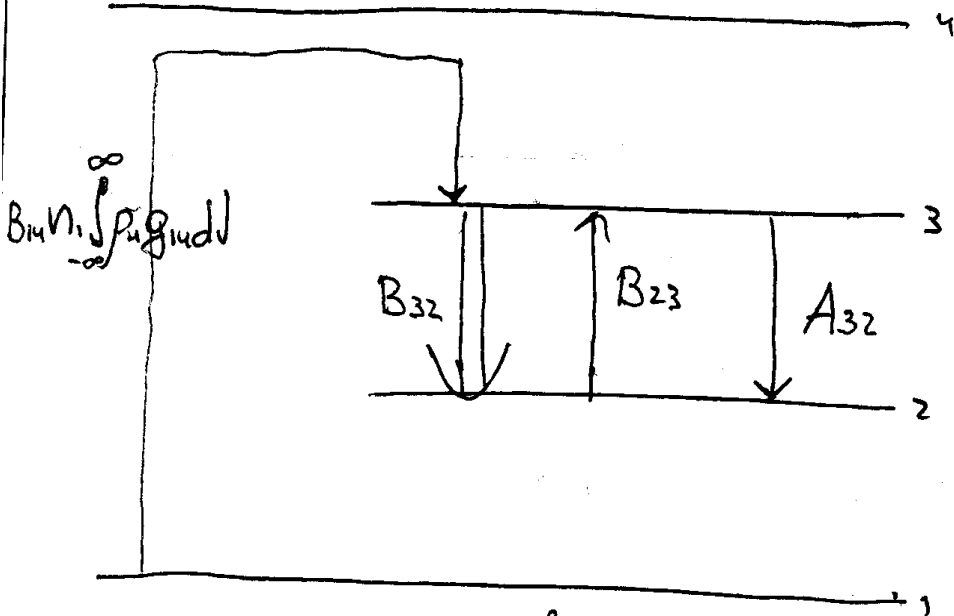
Стр4-Расписываем члены уравн(1) через коэф. Эйнштейна и спектральную объемную плотность мод. Проверяем как влияет спонтанное излучение. В самом низу стр. переходят к неким безразмерным величинам. Это просто типа для удобства и что бы сделать переменные универсальными. : $W = P_n \tau_c \tau_p \tilde{B}$ – безрозмірна накачка, $m = \tilde{m} \tau_c \tilde{B}$ – безрозмірна концентрація, $n = \tilde{n} \tau_p \tilde{B}$ – безрозмірна інверсія, $G = \tau_c / \tau_p$, $\tau = t / \tau_c$.

Стр5- вводят понятие накачки. В середине страницы безразмерные

$$\frac{dn}{dt} = W - nm - n$$

швидкісні уравнения: $\frac{dm}{dt} = Gnm - Gm$

Ось. ввяс. 4-ий рівень системи



g -фактор, $\int g dV = 1$



Введемо позначення: $P_H \equiv B_{14} n_1 \int_{-\infty}^{\infty} \rho_H g_{14} dV =$

$$\approx B_{14} n \int \rho_H g_{14} dV$$

P_H - к-ть част які ми захо на певний рівень в ор. об'єму за ор. часу

$$dn_3 = (n_1 B_{14} \int \rho_H g_{14} dV - n_3 B_{32} \int \rho_H g_{23} dV + n_2 B_{23} \int \rho_H g_{23} dV - n_3 A_{32}) dt \quad (1)$$

Потужність накачування:

$$P_H = n_1 B_{14} \int \rho_H g_{14} dV \approx n B_{14} \int \rho_H g_{14} dV \quad \begin{matrix} 1) \text{ з першим} \\ \text{членом} \\ \varphi\text{-ми (1)} \end{matrix}$$

$$B_{23} = B_{32} \frac{g_3}{g_2}$$

~~2+3~~ члени φ -ми (1) дають відрізок

$$- B_{32} (n_3 - n_2 \frac{g_3}{g_2}) \int \rho_H g_{23} dV$$

$$U \rightarrow n_3 A_{32} = \frac{n_3}{\tau_c}$$

Питання

$$\frac{dn_3}{dt} = P_H - B_{32} \left(n_3 - n_2 \frac{g_3}{g_2} \right) \int \rho_{\omega} g_{23} dV - \frac{n_3}{\tau_c}$$

↓
різниця заселеності рівней за рас. кратності
Будемо наз. її інверсія.

Нехай $n_2 \approx 0$ інверсію позначимо \tilde{n} , тоді $n_3 \approx \tilde{n}$

$$\int \rho_{\omega} g_{23} dV = g_{23}(\nu_{\omega}) \int \rho dV$$

Якщо проінтегр. по частотам то отр. спектральну енергію:

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = P_H - B_{32} \tilde{n} g_{23} \tilde{m} h\nu - \frac{\tilde{n}}{\tau_c} \quad \int \rho_{\omega} g_{23} dV = g_{23}(\nu_{\omega}) \cdot \tilde{m} h\nu$$

Введемо позначення: $\tilde{B} \equiv B_{32} g_{23} h\nu$ і

отр. р-ню р-ня інверсії:

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = P_H - \tilde{B} \tilde{n} \tilde{m} - \frac{\tilde{n}}{\tau_c} \quad (1)$$

\tilde{m} - концентр. фотонів в резонаторі, розв'язуємо, як вона змінюється.

$$\frac{d\tilde{m}}{dt} = - \left(\frac{d\tilde{n}}{dt} \right)_{\text{вип. пер.}} = \tilde{B} \tilde{n} \tilde{m} - k \left(\frac{d\tilde{n}}{dt} \right)_{\text{спонт. пер.}} - \frac{\tilde{m}}{\tau_p}$$

k вводим для того, оск. не всі фотони погр. у моду.

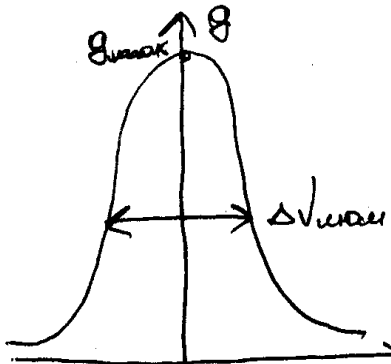
\tilde{m}/τ_p - вихід фотонів з резонатор.
 τ_p - ср. час життя фотонів в резонаторі.

$k = \frac{1/V_L \text{ од'ем лазера}}{\frac{8\pi V^2}{c^3} \Delta\nu_{\text{лиаи}}}$ $R = \frac{1}{\frac{8\pi V^2}{c^3} \Delta\nu_{\text{лиаи}} V_L}$

↪ спектральная плотность энергии изог.

$-\left(\frac{d\tilde{n}}{dt}\right)_{\text{сп. пер}} = \frac{\tilde{n}}{\tau_c} = \tilde{n} A_{32} = \tilde{n} B_{32} \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$

$-\kappa \left(\frac{d\tilde{n}}{dt}\right)_{\text{сп. пер}} = \frac{1}{\frac{8\pi V^2}{c^3} \Delta\nu_{\text{лиаи}} V_L} \tilde{n} B_{32} \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} =$
 $= \frac{h\nu}{\Delta\nu_{\text{лиаи}} V_L} \tilde{n} B_{32} \text{ (} \ominus \text{)}$



$\int g(\nu) d\nu = g_{\text{max}} \Delta\nu_{\text{лиаи}} = 1$
 $\Delta\nu_{\text{лиаи}} = \frac{1}{g_{\text{max}}} = \frac{1}{g(\nu)}$

$\nu \text{ (} \ominus \text{)} = \frac{1}{V_L} g_{23} B_{32} h\nu \tilde{n} = \tilde{B} \tilde{n} \frac{1}{V_L}$

$\frac{d\tilde{m}}{dt} = \tilde{B} \tilde{n} \left(\tilde{m} + \frac{1}{V_L} \right) - \frac{\tilde{m}}{\tau_p}$ \tilde{B} $\left(\begin{smallmatrix} \text{отражение} \\ \text{вещей фотонов} \\ \text{в резонаторе} \end{smallmatrix} \right)$ (2)

↙ поправка для спонтанного вытрав

Предположим, что $\tilde{m} = 0$ и при увеличении инверсии $\tilde{n} > 0$

$\frac{d\tilde{m}}{dt} = \frac{\tilde{B} \tilde{n}}{V_L} > 0$

Отсюда, поправка для спонт. вытрав с ростом возрастает.

Перейдем к безразмер. величинам:

$\tau = \frac{t}{\tau_c}$; τ - час, эмитт. изог. (↙)

$n = \tilde{n} \tilde{B} \tau_p$; $m = \tilde{m} \tau_c \tilde{B}$

$$W = P_H \tilde{B} \tau_p \tau_c \text{ - накладка}$$

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = \frac{d\tilde{n}}{d\tau} \frac{d\tau}{dt} = \frac{d\tilde{n}}{d\tau} \frac{1}{\tau_c}$$

Допишемо:

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} = -\tilde{B} \tilde{n} \tilde{m} - \frac{\tilde{n}}{\tau_c} + P_H \} B \tau_p$$

$$\frac{d\tilde{m}}{dt} = \tilde{B} \tilde{n} \left(\tilde{m} + \frac{1}{\tau_p} \right) - \frac{\tilde{m}}{\tau_p} \} B \tau_c$$

↑
негативно, можемо

$$\frac{dn}{d\tau} = -nm - n + W$$

$$\frac{dm}{d\tau} = Gnm - Gm ; G = \frac{\tau_c}{\tau_p} \text{ деякий параметр}$$

Порогові умови генерації лазера та стаціонарний коэф. підсилення.

Трипускаємо, що є стаціон. стан

(нар-ри потоків і інверсії не змін.)

~~$$\frac{dn}{d\tau} = 0$$~~

негативно τ_c і (1) і (2) =

ст-стаціон

$$1) \tilde{m}_{st} = 0$$

$$3p\text{-ий } (1) \text{ отр. } \tilde{n}_{st} = P_H \tau_c$$

$$2) \tilde{m}_{st} \neq 0 \Rightarrow$$

$$\tilde{n}_{st} = \frac{1}{B \tau_p} ; \tilde{m}_{st} = \frac{P_H - \frac{1}{\tau_p \tau_c B}}{1/\tau_p}$$

Подивимося залежності від пот-ті накачування.

8. Порогові умови генерації лазера. Стаціонарний коефіцієнт підсилення.

Проаналізуємо друге рівняння Стаца-де-Марса: $\frac{d\tilde{m}}{dt} = \tilde{B}\tilde{n}(\tilde{m} + \frac{1}{V_l}) - \frac{\tilde{m}}{\tau_p}$,

коли воно >0 , то лазер генерує. $\tilde{n} > \frac{\tilde{m}}{\tilde{m} + \frac{1}{V_l}} * \frac{1}{\tilde{B}\tilde{\tau}_p}$, нехай $\tilde{m}=0$ - похідна

буде додатна, коли $\tilde{n} > 0$ - необхідна умова генерації, якщо \tilde{m} велике, тоді $\tilde{n} > \frac{1}{\tilde{B}\tilde{\tau}_p}$ - достатня умова.

З'ясуємо фізичний зміст цих умов:

$$K^{(+)}\omega_{нор.} = K_\gamma \tilde{n} \tilde{B} \frac{1}{c} \mid \tilde{n} \equiv \tilde{n}_{нор.} \quad \square \quad \frac{1}{\tilde{B}\tilde{\tau}_p} \tilde{B} \frac{1}{c} = \frac{1}{\tau_p c} \Rightarrow K^{(+)}\omega_{нор.} = \frac{1}{\tau_p c};$$

підставимо

$$\tau_p = \frac{1}{K_\gamma c}$$

отримаємо $K^{(+)}\omega_{нор.} = K_\gamma$ коефіцієнт підсилення дорівнює коефіцієнту розподілених втрат: $K_\gamma = -\frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2 - \frac{2}{N})$.

му рівнянні.

$$\begin{cases} \tilde{m}_{см.} = 0; \tilde{n}_{см.} = P_n \tau_c; \\ \tilde{m}_{см.} \neq 0; \tilde{n}_{см.} = \frac{1}{\tilde{B}\tilde{\tau}_p}; \tilde{m}_{см.} = (P_n - \frac{\tilde{n}}{\tau_c}); \tilde{m}_{см.} = (P_n - \frac{1}{\tilde{B}\tilde{\tau}_p \tau_c}) \tau_p \end{cases}$$

Щоб була генерація, необхідна додатність пор.:

$$\begin{cases} P_{н,нор.} = \frac{1}{\tilde{B}\tilde{\tau}_p \tau_c} (W = 1) \\ n_{нор.} = \frac{1}{\tilde{B}\tilde{\tau}_p} = \tilde{n}_{см.} \end{cases} \quad \text{збільшуючи накачку досягли інверсії, але вона}$$

більше не зростає (стаціонарна інверсія в лазері дорівнює пороговій):

$$K^{(+)}\omega_{нор.} = K^{(+)}\omega_{см.} = K_\gamma$$

Стаціонарна інверсія дорівнює пороговій і не залежить від накачки;

Стаціонарний коефіцієнт підсилення дорівнює пороговому і не залежить від швидкості накачки;

Зобразимо графічно розв'язок. Як буде вести себе лазер при збільшенні накачки: Проаналізуємо, що буде тоді, коли лазер вийшов на стаціонарний режим генерації (похідна=0). знехтуємо спонтанною компонентою в другого

$$P_{н,пор.} = \frac{1}{\tau_c \tau_p \tilde{B}}$$

$$\begin{cases} -\tilde{B}\tilde{n}\tilde{m} - \frac{\tilde{n}}{\tau_p} + P_n = 0 \\ \tilde{B}\tilde{n}\tilde{m} - \frac{\tilde{m}}{\tau_p} = 0 \end{cases}$$

При умові маємо порогову умову самозбудження, \min (порогову) умову для інверсії населеності.

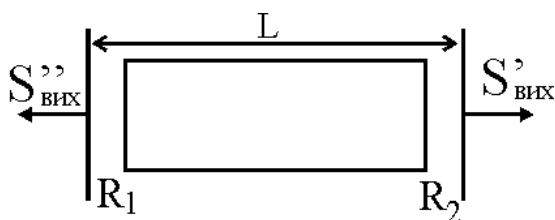
$$\hbar \omega \cdot B_{mn} \cdot \rho(\omega) \left(\frac{g_n}{g_m} N_m - N_n \right) = \frac{\omega}{Q} \quad \text{Енергія накачки, при якій}$$

$$\frac{\pi^2 C^3 A_{mn}}{\omega^2} \left(N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right) \cdot \rho(\omega) = \frac{\omega}{Q} \quad \text{інверсії населеності}$$

називається пороговою енергією накачування для генерації.

генерації.

Порогова енергія накачування для генерації буде \min при максимальній добротності Q . Добротність Q буде максимальною при мінімальних втратах. Це визначається втратами в напівпрозорому дзеркалі, через яке виводиться випромінювання. Коефіцієнт відбиття дзеркала вибирається так, щоб він відповідав швидкості накачування, при якій досягається максимальна вихідна потужність. Моді, резонансні частоти яких розташовані близько до максимуму спектральних ліній, будуть самозбуджуватись. Лазер починає генерувати на аксіальній моді, частота якої найближча до максимуму спектральних ліній активної речовини. Енергія моди буде змінюватися по експоненціальному закону до моменту поки обмежеться ефективність насичення.



Якщо система накачки створює підсилення, що перевищує втрати, система повинна загенерувати. Стаціонарна генерація. Різниця населеностей постійна. Тоді

$$S_{вих} = W_{ген} - W_{втрат}. \quad \text{Генератор- як правило речовина в резонаторі.}$$

$$S_{вих} = S'_{вих} + S''_{вих} - \quad \text{„корисні” втрати.} \quad \text{Тоді}$$

$$dW_{ген} = B_{ij} U_{ij} h\nu_{ij} \left(n_i - \frac{g_i}{g_j} n_j \right) dV \quad \text{елемент об'єму можна представити}$$

$$dV = \sigma d \quad (2) \quad \text{тоді} \quad dW_{ген} = B_{ij} U_{ij} h\nu_{ij} \left(n_i - \frac{g_i}{g_j} n_j \right) \sigma \cdot dz \quad (3). \quad \text{Відомо що}$$

коефіцієнт підсилення визначається

$$K_{ij} = \frac{B_{ij} h \nu_{ij}}{v} \left(n_i - \frac{g_i}{g_j} n_j \right) \quad (4).$$

Перепишемо (3) з врахуванням (4)

$$dW_{ген} = v K_{ij} U_{ij} dV \quad (5)$$

9. Конкуренція мод у лазері. Причини виникнення багатомодової генерації.

Чому лазер може генерувати багато мод? Тому, що $\Delta\nu_l \ll \Delta\nu_g$, де $\Delta\nu_l$ - міжмодова відстань.

По-різному відбуваються процеси в залежності від того чи спектральна лінія є однорідно розширеною або неоднорідно розширеною:

Однорідна - всі частинки мають однаковий контур.

Неоднорідна - сумарний контур, який утворюється квантовими системами, в яких частинки мають різні контури.

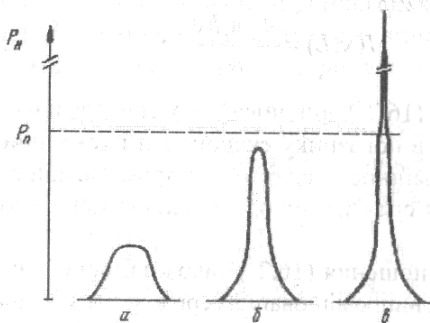
Розглянемо спочатку **однорідний контур**:

Якщо рівень накачування забезпечує виконання порогової умови ($K^{(+)}\omega_{пор.} = K^{(+)}\omega_{см.} = K_\gamma$), то виникає генерація. При цьому підсилення в активному середовищі на частоті генерації стабілізується і при подальшому зростанні накачування не змінюється. У випадку однорідноширокої смуги люмінесценції підсилення виявляється стабілізованим у межах всієї смуги. Тому, якщо генерація відбувається на моді резонатора, яка відповідає частоті максимуму смуги люмінесценції, то інші типи коливань у генерацію вийти не можуть. При цьому напівширина спектра генерації обумовлена шириною моди резонатора (якщо $\Delta\nu_p > \Delta\nu_{с\Lambda}$) і не змінюється зі зростанням накачування.

На **рис** схематично показано розглянуті вище зміни спектра випромінювання активного елемента від рівня накачування для самої високодобротної моди: а) люмінесценція, б) суперлюмінесценція, в) генерація (має місце одночастотна генерація, одномодова). Видно, що виникнення генерації характеризується появою дуже вузької лінії на фоні смуги спонтанного випромінювання. Збільшуючи накачку-збільшуємо висоту, досягаючи порогового значення-збільшуємо ще-буде підвищуватися потужність, а контур вже не змінюється.

Для неоднорідно уширеної смуги люмінесценції стабілізація підсилення на частоті якої-небудь моди резонатора, взагалі кажучи, не призводить до стабілізації підсилення на інших модах.

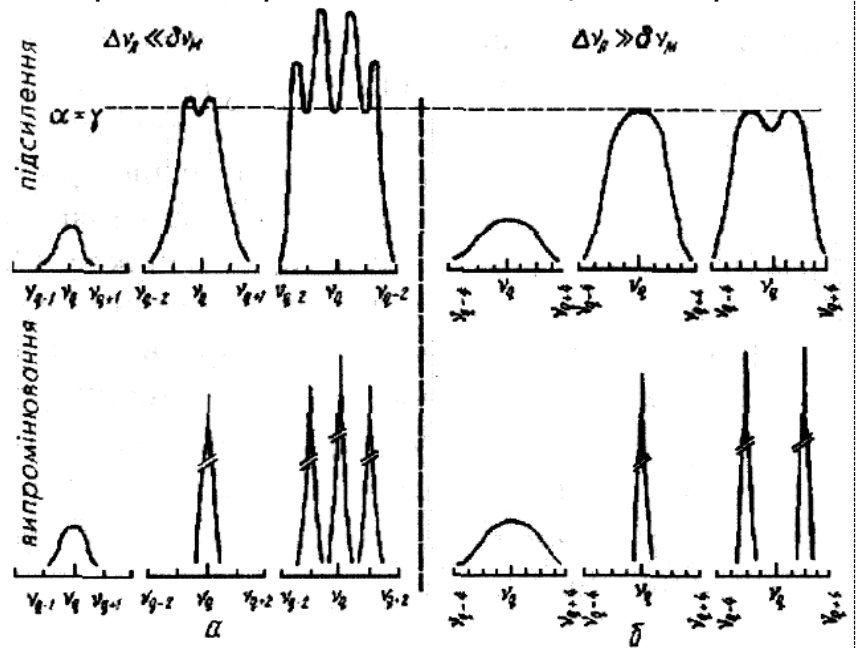
Для частот, віддалених від моди генерації більш, як на однорідну ширину активних центрів, підсилення зростає зі збільшенням накачування до того часу, поки не виконуються порогові умови генерації на моді з цією частотою, після чого підсилення стабілізується і на цій частоті. Такий процес може продовжуватися до виходу в



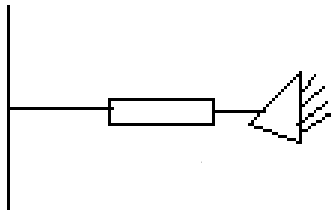
генерація мод резонатора, які лежать у межах всієї смуги люмінесценції робочого переходу (багаточастотна генерація). На **рис...а** показано поведінку коефіцієнта підсилення і спектра випромінювання для випадку, коли однорідна ширина активних центрів менша міжмодового інтервалу. (це реалізується в He-Ne лазері). Другий граничний випадок на **рисб**, однорідна ширина активних центрів перевищує міжмодовий інтервал, що характерно для скла активованого неодимом. Із збільшенням P_H буде збільшуватися к-сть мод. Багато мод за рахунок різних частинок. В He-неоновому лазері за рахунок ефекту Доплера. Генерація двох мод, симетрично розташованих відносно максимуму смуги люмінесценції, нестійка. Більш потужна мода пригнічує слабшу. Початкова різниця в потужності мод може обумовлюватися різними значеннями коефіцієнту відбиття від дзеркал і деякими іншими факторами.

Тому відповідною зміною бази резонатора і коефіцієнтів відбиття від дзеркал можна придушити частину мод, підсилюючи при цьому інші. Таким чином можна керувати модовим складом генератора.

Оскільки стояча хвиля в резонаторі утворена двома зустрічними хвилями, то кожна з цих хвиль буде взаємодіяти з різними групами активних рухливих центрів. У випадку коли частота моди не збігається з частотою активного центру, то хвиля, що біжить вправо буде взаємодіяти з центрами, які рухаються вправо (і навпаки). Це призводить до виникнення двох провалів на контурі смуги люмінесценції, симетрично розташованих відносно її максимуму. Це явище отримало назву – ефект випалювання. Якщо частота моди збігається з частотою активного центру, то існує лише одна група центрів, які беруть участь у процесі підсилення. В цьому випадку вигорання відбувається тільки в центрі кривої підсилення-лембівський провал. Оскільки величина лембівського провалу дуже мала, то його положення фіксується досить точно. Тому його використовують для стабілізації частоти лазера. За наявності декількох мод, їх вузли і пучності не збігаються і тому інверсна населеність у вузлах однієї моди є джерелом для другої. Це також є причиною виникнення багатомодової генерації.



10. Резонатори для одночастотної генерації та перестроювання частоти лазера.

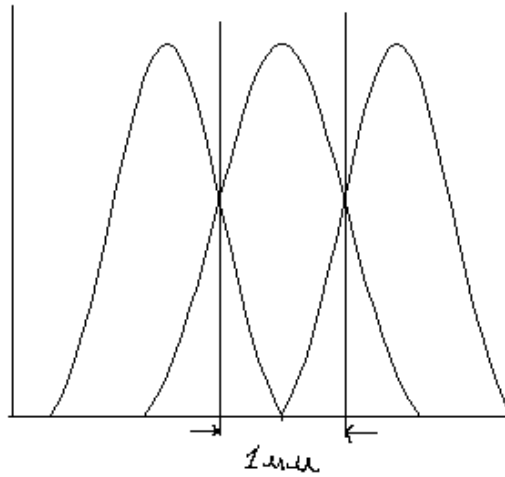
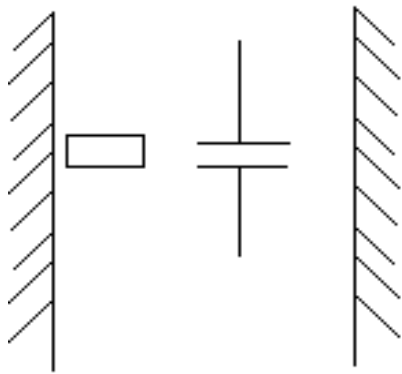


$$K_\gamma = f(V)$$

В лазер вводять додаткові елементи для того, щоб добитися одночастотної генерації

$$\Delta V_{\text{нидс.}} = \Delta V_g \gg \Delta V_c \text{ Нам потрібно боротися з цим.}$$

Дифракційні втрати визначаються числом Френеля: $N = \frac{a^2}{L\lambda}$,



зменшуючи N , тобто поставивши діафрагму, ми можемо виділити одну моду окремо:

можемо виділити основну моду.

Друга мода має вже два максимуми: Поставивши діафрагму шириною 1 мм. можемо виділити 1 моду. Щоб виділити в резонаторі одну повздовжню моду, треба побороти співвідношення $K_\gamma = f(V)$,

$$\Delta V_g \gg \Delta V_c \text{ Нам потрібна зворотна умова } \Delta V_c \gg \Delta V_{\text{нидс.}}. \text{ Ми знаємо:}$$

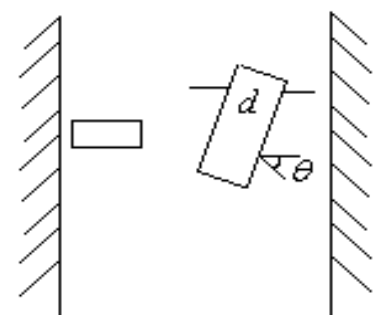
$$\Delta V_c = \frac{c}{2l} > \Delta V_{\text{нидс.}}, \text{ можемо змінити лише довжину резонатора, тобто}$$

$$L > \frac{c}{2\Delta V_{\text{нидс.}}}, \Delta V_{\text{нидс.}} = 1,5 \text{ Гц. Таким чином } L < 10 \text{ см (He-Ne). В}$$

неодимовому лазері $\Delta V_{\text{нидс.}} = 150 \text{ Гц}$, $L = 1 \text{ мм}$. Такі резонатори бувають лише у н/п лазерах. Тоді, цей метод виявляється неефективним. Як зняти таке протиріччя? Тобто, як створити такий резонатор, щоб відстань між модами була більша і резонатор довший?

Вводимо у резонатор *еталон Фабрі-Перо*:

Умова проходження випромінювання через еталон: $m\lambda_f = 2n_f d \cos \theta = m \frac{c}{V_f}$, де n_f - показник заломлення інтерферометра. Область дисперсії



еталона: $\Delta v_f = m \frac{c}{2n_f d \cos \theta}$. Отже, $v_f = m \Delta v_f$ роблячи інтерферометр тоненьким, ми збільшуємо інтервал між модами.

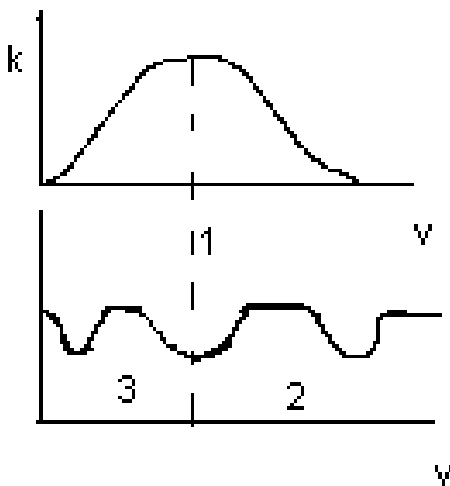
Які умови мають виконуватися, щоб лазер генерував, маючи в собі інтерферометр?

$$1) m \Delta v_f = l \Delta v_l; (v_f = v_l),$$

$$2) \text{відстань } v_f \text{ буде більша ніж } v_{\text{нидс.}} \Delta v_f > \frac{1}{2} \Delta v_{\text{нидс.}},$$

$$3) \delta v_f = \frac{c}{2n_f d \cos \theta} \pi \sqrt{R(1-R)} < \Delta v_l, \text{ апаратна функція інтерферометра.}$$

Намалюємо коефіцієнт підсилення в залежності від частоти, а також функцію пропускання інтерферометра.



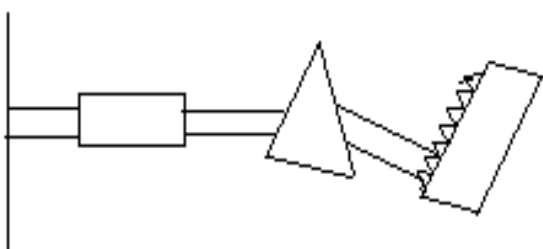
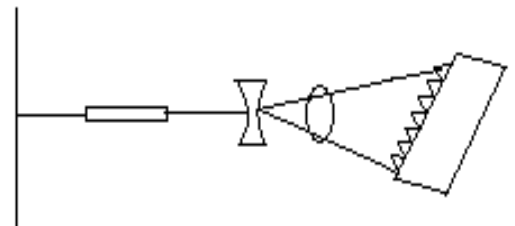
Першу умову досягти легко, другу умову можна забезпечити підбором товщини інтер-ра, третя умова досягається підбором коефіцієнта відбиття дзеркал. Коли контур підсилення дуже великий, інтерферометр не вирішує цих проблем. Як правило, в лазерах використовується попередня селекція мод.

Резонатор з призмою. Суміщають з дзеркалом призму, наносячи на призму дзеркало: схема Літрова:

В багатьох випадках призми недостатньо тому, додають ґратку замість дзеркала.

р.з. ґратки: $\frac{\lambda}{\delta \lambda} = mN$, де N -кількість штрихів ґратки (заг), m - порядок дифракції=1,2....

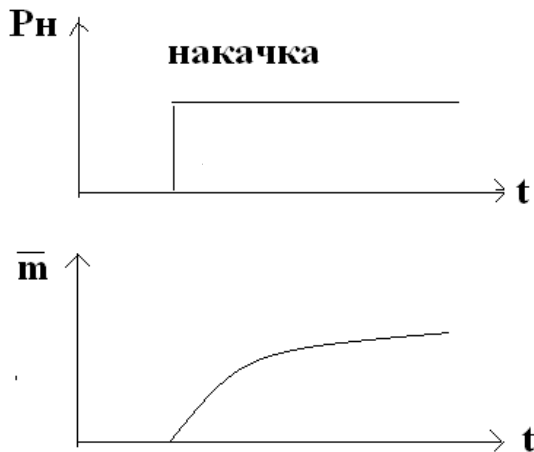
Нам треба розташувати на осі резонатора певний порядок дифракції для цього використовуємо телескопічну систему - тобто дві лінзи:



Але нам не потрібно розкладати пучок в двох напрямках, нам потрібно розглянути пучок в одному напрямку, для цього використовують схему:

Це призмове телескопічне система, призма стоїть під кутом Брюстера

11. Встановлення стаціонарного режиму роботи лазера. Вільна генерація.



Рівняння Стаці де Марса

$$\frac{dn}{dt} = w - n(m + 1)$$

$$\frac{dm}{dt} = Gm(n - 1)$$

$$\tau = \frac{t}{\tau_c} \quad G = \frac{\tau_c}{\tau_p}$$

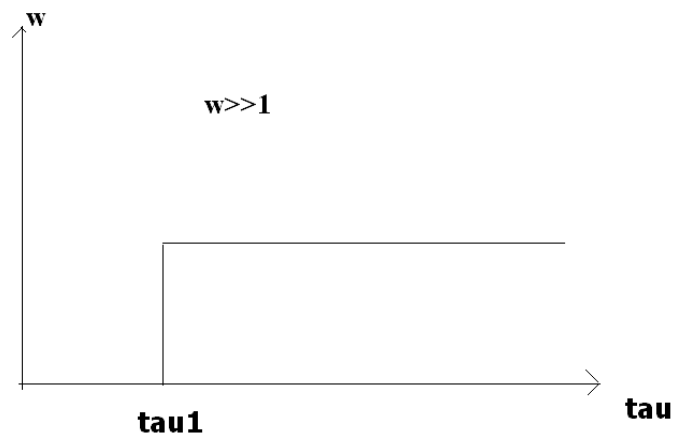
Де τ_c – час життя частинки на рівні де відбуваються спонтанні переходи τ_p – час життя фотона в резонаторі

$$\tilde{n}_{nop} = \tilde{n}_{cm} = \frac{1}{B\tau_p} \Rightarrow n_{nop} = n_{cm} = 1$$

$$P_{n,nop} = \frac{1}{\tilde{B}\tau_p\tau_c} \Rightarrow w = 1$$

$$\tilde{m}_{cm} = (P_n - P_{n,nop})\tau_p \Rightarrow m_{cm} = w - 1$$

$$n_{cm} = 1 \quad w_{nop} = 1 \quad m_{cm} = w - 1$$



Після подачі такої накачки, m невелике тому не впливає на рівень інверсії (немає генерації). Отже спочатку інверсія визначається тільки

накачкою $\frac{dn}{dt} = w$ яка зростає лінійно

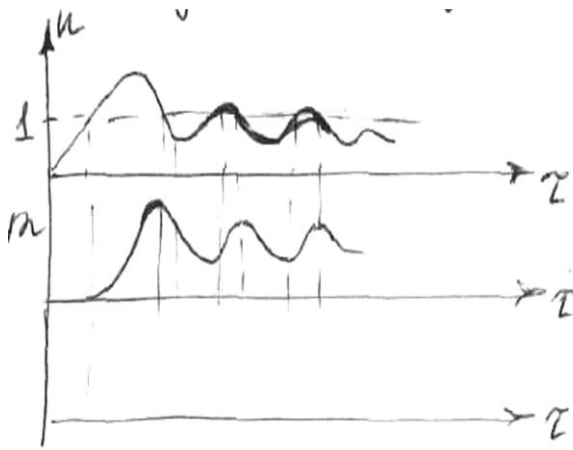
$$\frac{dm}{m} = G(n - 1)d\tau = G(N\tau - 1)d\tau$$

$n = w\tau$. Наростає лінійно інверсія. Для наростання концентрації фотонів

$$m = m_0 \exp\left(\frac{G\tau^2 w}{2}\right)$$

Концентрація фотонів через деякий час при досягненні деякого порогового рівня пчне стрімко

експоненціально зростати. Накачка постійна, згодом це діє на саму інверсію. При досягненні $n_{nop} = 1$ починає розвиватися генерація по ехр, обмежує наростання інверсії Як тільки $n=1$ спадає m .



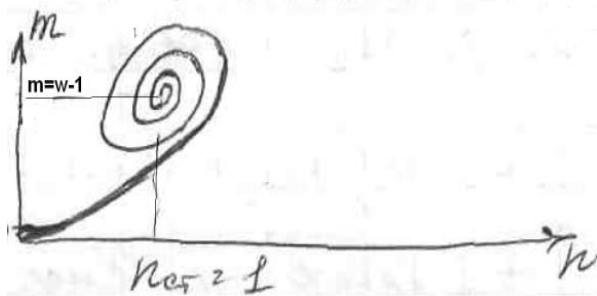
$m_{\text{макс}}$ при $\frac{dm}{d\tau} = 0$ а це буде при $n = 1$

з рівняння $\frac{dm}{d\tau} = (n-1)m$

$$\frac{dm}{dn} = \frac{Gm(n-1)}{w - n(m+1)}$$

Тут немає часу затухання. Лазер виходить на стаціонарний режим генерації

Вільна генерація



Рубіновий лазер ніколи не переходить в стаціонарний режим через деякі збурення, які відновлюють затухаючі коливання. Якщо лазер не переходить в стаціонарний режим то такий режим називається режимом вільної генерації.

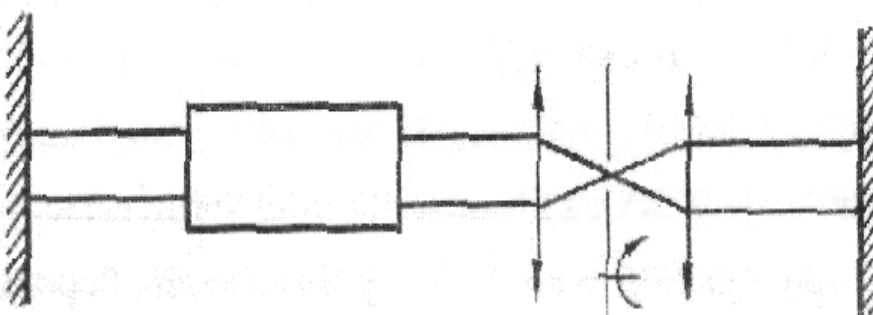
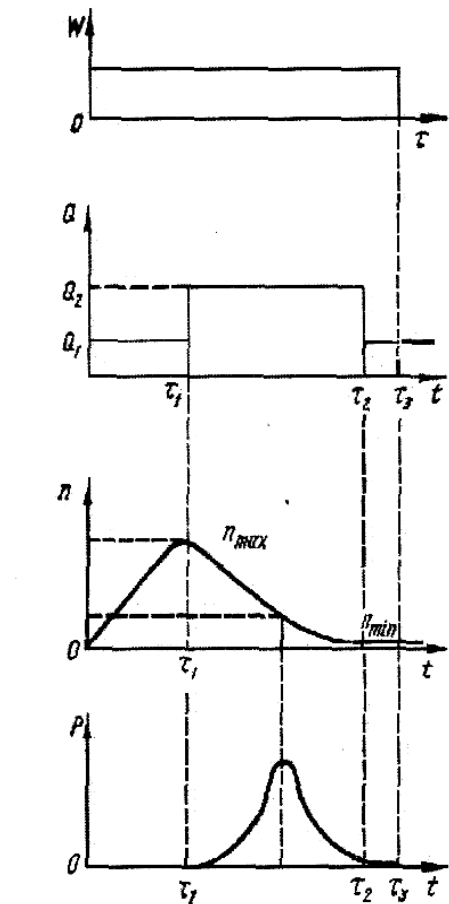
12. Лазери з модуляцією добротності резонатора. Методи модуляції добротності.

У режимі вільної генерації енергія та потужність окремого пічка не дуже великі – порядку 0,01-0,1 Дж і кількох кіловат. Підвищуючи накачування, можна лише незначно збільшити ці параметри випромінювання, вони визначаються перевищенням інверсної населенності порогового рівня. Величина ж перевищення цього рівня в режимі вільної генерації незначна. Причиною останнього є поле в резонаторі, яке наростає за короткий час, недостатній для досягнення високого перевищення порогового рівня інверсної населенності. Отже, якщо уникнути наростання поля в резонаторі, можна закласти в активному середовищі велику інверсню населенність. Саме це і покладено в основу функціонування лазерів з модуляцією добротністю резонатора. (генерація гігантських імпульсів).

Принцип роботи лазера в режимі ПІ полягає в тому, що за допомогою відповідного пристрою, можна змінювати добротність резонатора в процесі дії імпульсу накачування. Процес генерації лазера з таким пристроєм полягає в тому, що на початку дії імпульсу накачування добротність резонатора низька. Тому поріг генерації, а отже і порогова інверсія населенності, великі. Це означає, що на метастабільному рівні накопичується частинок значно більше при тому ж накачуванні. Отримавши таким чином максимальну інверсію для низької добротності резонатора, миттєво включаємо пристрій, забезпечуючи високу добротність резонатора. В результаті виникає суттєве перевищення підсилення в лазері над втратами і випромінюється короткий і потужний імпульс світла:

Швидкість відкривання перемикача має бути набагато більшою від швидкості утворення лазерного імпульсу. У протилежному випадку буде генеруватися декілька імпульсів.

Методи модуляції добротності резонатора поділяються на *пасивні та*



активні. До пасивних модулюючих пристроїв відносяться такі, що змінюють добротність q під дією самого поля випромінювання, яке збуджується в всередині резонатора, а до активних – такі, що змінюють величину втрат у резонаторі під дією зовнішнього керування сигналу. Дія пасивних вимикачів базується на здатності матеріалу змінювати свої оптичні властивості під впливом падаючого на них світла. Прості пасивні вимикачі – плівка з поглинаючого матеріалу, розташована в резонаторі лазера. В певний момент плівка випаровується, відкриваючи розміщене за нею дзеркало. При цьому втрати в резонаторі лазера різко падають і відбувається генерація гі. Недолік – незворотність процесів, що відбуваються.

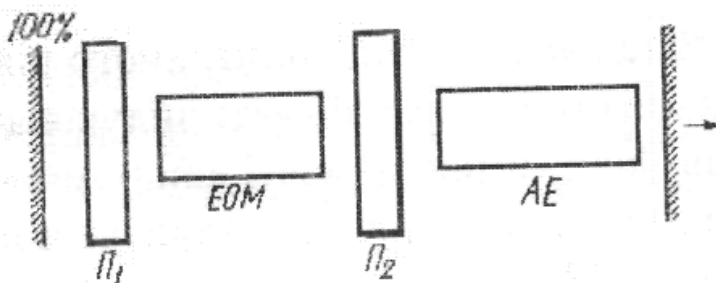
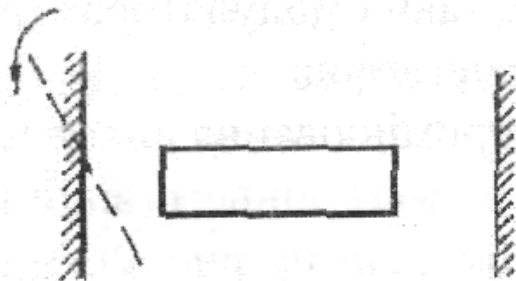
Тому частіше використовують активні методи модуляції добротності.

Оптико-механічні перемикачі засновано на принципі механічного відкриття глухого дзеркала резонатору у відповідний момент часу. Їх дія заснована на дифракції лазерного пучка на ультразвуковій хвилі.

Дискові перемикачі – металічний диск з одним чи декількома отворами або вирізом у вигляді сектора. Такий диск насаджується на вісь швидкісного двигуна і розташовується в резонаторі поблизу глухого дзеркала.

Електрооптичні перемикачі. Принцип їх дії заснований на використанні ефектів Покельса чи Керра.

(Π_1 та Π_2 – поляризатори, ЕОМ – електрооптичний модулятор, АЕ – активний елемент).



13. Режим генерації гігантських лазерних імпульсів. Зв'язок між параметрами резонатора, тривалістю та амплітудою імпульсів.

Режим генерації гігантських лазерних імпульсів спостерігається в лазерах з модуляцією добротності. Принцип роботи лазера в режимі ГІ полягає в тому, що за допомогою відповідного пристрою, можна змінювати добротність резонатора в процесі дії імпульсу накачування. Процес генерації лазера з таким пристроєм полягає в тому, що на початку дії імпульсу накачування добротність резонатора низька. Тому поріг генерації, а отже і порогова інверсія населеності, великі. Це означає, що на метастабільному рівні накопичується частинок значно більше при тому ж накачуванні. Отримавши таким чином максимальну інверсію для низької добротності резонатора, миттєво включаємо пристрій, забезпечуючи високу добротність резонатора. В результаті виникає суттєве перевищення підсилення в лазері над втратами і випромінюється короткий і потужний імпульс світла:

Розглянемо умови отримання ГІ й основні його характеристики:

почнемо з ідеалізованого випадку миттєвого вмикання добротності, коли перехід зі стану з малою добротністю резонатора до стану з високою добротністю резонатора відбувається миттєво

Тоді на момент часу $t=0$ отримуємо активне середовище з високим коефіцієнтом підсилення, яке знаходиться в добротному резонаторі. Експеримент показує, що тривалість усіх інших процесів, які

наступають за початковим моментом, набагато менша характерних часів зміни інверсної населеності під дією накачування і за рахунок спонтанних переходів.

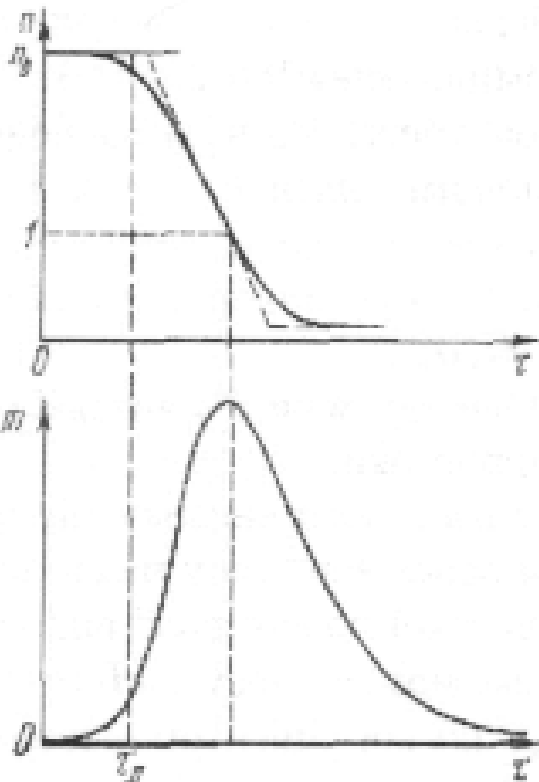
Процес випромінювання ГІ описується вкороченою системою

$$\text{рівнянь} \quad \frac{1+M(M+1)\delta^2/3}{1+(M+1)^2\delta^2} = \frac{4M+1}{4M+2}$$

;Визначимо тепер енергію ГІ:

$$\frac{1}{n_0} = (1 - e^{-E}) / E, \quad \text{звідси випливає,}$$

що для $n_0 \gg 1$ випромінювальна енергія збігається із збереженою в середовищі, тобто: $E \approx n_0$, а це означає, що інверсною населеністю, яка залишилася можна знехтувати.



Тепер визначимо тривалість ГІ: швидкість наростання переднього фронту більша швидкості спадання заднього. Але оцінка тривалості ГІ, відношення його енергії до пікової потужності, дозволяє визначити нижню межу. Якщо $n_o \rightarrow \infty$, то $E \rightarrow n, \tilde{m} \rightarrow Gn_o i$, отже, $\tau_u \rightarrow \frac{1}{G}$. З ростом n_o крутизна залежності n від τ зростає. Чим вище n_o , тим швидше досягається максимальна величина \tilde{m} , але скорочується фронт імпульсу. Це видно вже на лінійному етапі, де стала наростання поля залежить від n_o за законом $[G(n_o - 1)]^{-1}$, зменшуючись із ростом n_o . Спад імпульсу відбувається в умовах, коли відсутня інверсна населеність. На спаді імпульсу рівняння, яке описує поведінку випромінювання, набуває вигляду $\frac{dm}{d\tau} = -Gm(1 - n_{ост})$, де $n_{ост}$ - інверсна населеність на кінці гігантського імпульсу. Таким чином, зі збільшенням n_o скорочується фронт гігантського імпульсу. Одночасно скорочується і тривалість спадання, так як зменшується залишкова інверсна населеність. Але, якщо тривалість фронту може скорочуватися необмежено, то тривалість спаду обмежена постійною часу G^{-1} , тобто часом життя фотонів у резонаторі, зумовленим втратами.

Визначимо тепер енергію ГІ: $\frac{1}{n_o} = (1 - e^{-E}) / E$, звідси впливає, що для $n_o \gg 1$ випромінювальна енергія збігається із збереженою в середовищі, тобто: $E \approx n_o$, а це означає, що інверсною населеністю, яка залишилися можна знехтувати.

Тепер визначимо тривалість ГІ: швидкість наростання переднього фронту більша швидкості спадання заднього. Але оцінка тривалості ГІ, відношення його енергії до пікової потужності, дозволяє визначити нижню межу. Якщо $n_o \rightarrow \infty$, то $E \rightarrow n, \tilde{m} \rightarrow Gn_o i$, отже, $\tau_u \rightarrow \frac{1}{G}$. З ростом n_o крутизна залежності n від τ зростає. Чим вище n_o , тим швидше досягається максимальна величина \tilde{m} , але скорочується фронт імпульсу. Це видно вже на лінійному етапі, де стала наростання поля залежить від n_o за законом $[G(n_o - 1)]^{-1}$, зменшуючись із ростом n_o . Спад імпульсу відбувається в умовах, коли відсутня інверсна населеність. На спаді імпульсу рівняння, яке описує поведінку

випромінювання, набуває вигляду $\frac{dm}{d\tau} = -Gm(1-n_{OCT})$, де n_{OCT} - інверсна населеність на кінці гігантського імпульсу. Таким чином, зі збільшенням n_o скорочується фронт гігантського імпульсу. Одночасно скорочується і тривалість спадання, так як зменшується залишкова інверсна населеність. Але, якщо тривалість фронту може скорочуватися необмежено, то тривалість спаду обмежена постійною часу G^{-1} , тобто часом життя фотонів у резонаторі, зумовленим втратами.

14. Лазери з синхронізацією мод.

В режимі випромінення гігантського імпульсу його тривалість обмежена і не може бути меншою, ніж час життя фотонів у резонаторі. Але цей висновок справедливий для одно частотного гігантського імпульсу. Якщо ж встановити збудження у резонаторі багатьох повздовжніх мод і забезпечити між ними певні фазові співвідношення, то в сумі вони утворять імпульс, тривалість якого набагато менша від часу пробігу по резонатору.

Дійсно, в досить хорошому наближенні повздовжні моди

$$\lambda_l = \frac{2L}{l} ; \quad (l - \text{натуральне}$$

знаходяться в резонаторі еквідистантно.

$$T = \Delta\nu^{-1} = 2L/c$$

число) Час проходження резонатора

Візьмемо якусь кількість мод і запишемо суму полів

$$E = \sum_{n=0}^{M-1} E_0 \cos[(\omega_l + n\Delta\omega_l)t + \varphi_u] \quad \text{де} \quad \Delta\omega_l = \frac{\pi c}{L}$$



в часі йде така послідовність імпульсів

Якщо φ_u для кожної моди своє, то це просто хаотичне поле. Нехай $\varphi_u = const$ то отримаємо геометричну прогресію яку просумуємо:

$$I \propto |E|^2 = E_0^2 \frac{\sin^2(M \frac{\Delta\omega_l}{2} t)}{\sin^2(\frac{\Delta\omega_l}{2} t)} \quad \text{max коли} \quad \sin^2(\frac{\Delta\omega_l}{2} t) = 0$$

$$\frac{\Delta\omega_l}{2} \Delta t_{повт} = \pi$$

$$\Delta t_{повт} = \frac{1}{\Delta\omega_c} = \frac{2L}{c}$$

Період повторення фіксований, а тривалість залежить від кількості взятих мод, Треба щоб було багато мод, і потрібно їх зфазувати (в одній фазі).

Для того беремо широкий контур підсилення (неоднорідний наприклад скло леговане) а тривалість імпульсу

$$\sin^2\left(\frac{M \Delta \omega_l}{2} t\right) = 0$$

$$\frac{M \Delta \omega_l}{2} \Delta t_{imn} = \pi$$

$$\Delta t_{imn} = \frac{1}{\Delta \nu_l M} = \frac{1}{\Delta \nu_{генерации}} = \frac{\Delta t_{новт}}{M}$$

(інтерферометр Фабрі-Перо) паразитна селекція має місце (як правило треба ще враховувати ненульову товщину напівпрозорих дзеркал тощо). Резонатор без селекції мод можна побудувати наприклад так, як показано на рис. Завдяки скосу неактивних поверхонь дзеркал по відношенню осі резонатора під ктом 1-2 градуси і виготовленню активного елемента з торцями, зарізаними під кутом Брюстера. В такій системі виникає багатогодова генерація із спектральною шириною майже рівною напівширені смуги люмінесценції ^{2.41}. Але багатогодова генерація є необхідною, а не достатньою умовою для описаної генерації. Ще треба засинхронізувати моди. Цього можна досягнути як активними так і пасивними способами. Активні методи засновані на зовнішній дії на властивості резонатора (наприклад, модуляція втрат чи оптичної довжини з частотою ω). Пасивні – на використанні фототропних середовищ (фарбники тощо). Зупинимося на активних методах. Модуляція втрат як правило створюється акустичним методом. всередині резонатора на шляху променя розміщується елемент, прозорість якого змінюється в залежності від акустичних стоячих хвиль в ньому. Акустичні хвилі можна створювати за доп. п'єзокристалу. При модуляції оптичної довжини використовується той же принцип, що і у відповідному активному методі модуляції добротності. біля одного з дзеркал розміщують пластинку з такого ж матеріалу, що і саме дзеркало. Ця пластинка за допомогою п'єзаелемента може рухатися туди-сюди відносно поверхні. Але в деякі моменти вона настільки близько підходить до джеркала, що електро-магнітне поле проходить через межу їх розподілу. У будь-якому випадку частота модуляції повинна співпадати з різницею

частот між модами: $\omega' = j \Delta \omega$ (j-натуральне число).

15. Генерація другої оптичної гармоніки. Умова фазового синхронізму.

Хвилі нелінійної поляризації виникають внаслідок взаємодії електромагнітних хвиль з матеріальним середовищем. В силу дисперсії середовища фазова швидкість перевипромінювальної хвилі

$E_{\omega_1+\omega_2}$ буде відрізнятися від фазової швидкості хвилі поляризації

$P_{\omega_1+\omega_2}^H$. Різниця фаз між цими двома хвилями дорівнює:

$\Delta\varphi = L(\kappa_{\omega_1+\omega_2} - (\kappa_{\omega_1} + \kappa_{\omega_2}))$. Зі зміною шляху ця різниця фаз може

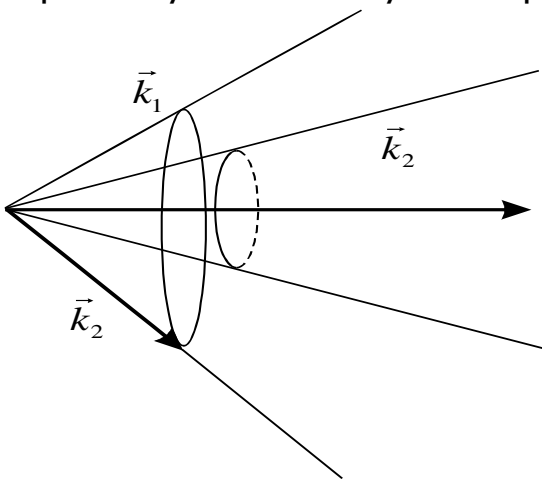
привести як до підсилення перевипромінювальної хвилі, так і до її ослаблення. Таким чином, в нелінійному середовищі виконується енергообмін між вхідним і підсумковими хвилями, в міру їх розповсюдження через середовище. Для того, щоб хвилі накачування постійно передавали свою енергію пере випромінювальній хвилі від час проходження вздовж середовища необхідно, щоб у них різниця фазових швидкостей не змінювалась, зокрема була рівною нулю.

Умова незміності фаз між цими хвилями є: $k_{\omega_1+\omega_2} = k_{\omega_1} + k_{\omega_2}$ - Це і є

умова фазового синхронізму

Інтенсивність другої гармоніки залежить від інтенсивності накачування і розміру кристалу.

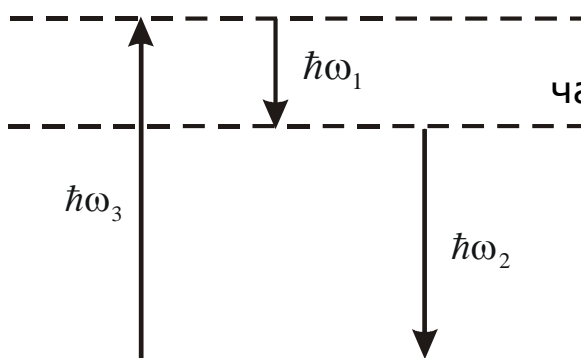
$I_{2\omega} = f(I_\omega)$ Це означає що умова фазового синхронізму забезпечує синфазну взаємодію пере випромінювальних хвиль.



Внаслідок розсіяння із збуджуючого кванта утворюється 2 кванти меншої енергії. За законами збереження, тому коли розсіяне світло розділене в конусі по частотам.

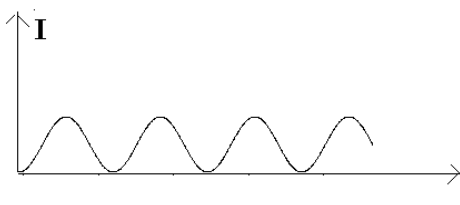
Візьмемо, що кванти з частотами $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ розповсюджуються в одному напрямку. Це реалізується за допомогою резонатора в параметричному генераторі.

Генерує він тоді, коли квантів з частотами ω_1 і ω_2 народжується більше, ніж втрачається:



$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_1 + \omega_2 = \omega_k \\ \frac{\omega_1}{c} n_0(\omega_1) + \frac{\omega_2}{c} n_0(\omega_2) = \frac{\omega_k}{c} n_e(\omega_k) \end{array} \right., \quad \omega_3 = \omega_H \text{ - накачка.}$$

Щоб забезпечити виконання обох законів збереження використовуються анізотропні кристали. Розв'язок:



$$\omega_1 = \frac{\omega_H (n_0(\omega_2) - n_e(\omega_H, \theta))}{n_0(\omega_2) - n_0(\omega_1)}$$

$$\omega_2 = \frac{\omega_H (n_e(\omega_H, \theta) - n_0(\omega_1))}{n_0(\omega_2) - n_0(\omega_1)} .$$

$$n_0(\omega_2) \geq n_0(\omega_1)$$

$$n_0(\omega_2) \geq n_0(\omega_H)$$

Розв'язок існує якщо: $n_e(\omega_H) \geq n_0(\omega_1)$

При генерації другої гармоніки зникають 2 вихідних фотони монохроматичного випромінювання і народжується фотон вдвічі

більшої частоти. Закон збереження енергії $2\hbar\omega_1 = \hbar\omega_3$ і закон

збереження імпульсу $2\hbar\vec{k}_1 = \hbar\vec{k}_3$

$\Delta\kappa = 0$, $\vec{k}_{\omega_1+\omega_2} = \vec{k}_{\omega_1} + \vec{k}_{\omega_2}$ - умова фазового синхронізму

Отже, показники заломлення мають співпадати, показники заломлення залежать від частоти, тому виконати таку умову важко. Але її можна виконати застосувавши кристал.

$$2\kappa_\omega = \kappa_{2\omega} \quad 2 \frac{2\pi}{\lambda_\omega} = \frac{2\pi}{\lambda_{2\omega}}$$

$$\lambda_{2\omega} = \frac{\lambda_\omega}{2}$$

$$\frac{2n_\omega}{\lambda_{\omega, \text{вакуумі}}} = \frac{1n_{2\omega}}{\lambda_{2\omega, \text{вакуум}}} \quad n_\omega = n_{2\omega}$$

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ
МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ

16. Методи виготовлення тонких шарів та плівок.

Виготовлення плівкових структур заданої конфігурації здійснюється за допомогою трьох методів (рис.11.2):

- *неруйнівної або змінної маски,*
- *руйнівної (одноразової) або контактної маски,*
- *променевої обробки тонких шарів речовини по заданій програмі.*



Рис.11.2. Методи створення конфігурацій плівкових структур.

В перших двох методах маска (трафарет) перекриває частину потоку атомів речовини, що повинна осідати на підкладинці, тобто маска дозволяє точно відтворювати спроектовану топологію тонкоплівкової структури або витравлювати частину попередньо нанесеної плівки. У третьому методі електронний, іонний або лазерний сфокусовані промені при скануванні поверхні попередньо нанесеної плівки витравлюють на ній по заданій програмі певний рисунок або стимулюють проведення певних реакцій.

Неруйнівна маска виготовляється заздалегідь окремо від підкладинки. Вона являє собою тонкий шар речовини (здебільшого - це нікельована фольга з берилієвої бронзи) товщиною $80 \div 100$ мкм з отворами, розміри форма й розташування яких визначається топологією ІМС, природою, функціональним призначенням і параметрами окремих її елементів. Неруйнівна маска накладається на підкладинку і крізь її отвори наноситься на підкладинку речовина, необхідна для створення даного елемента мікросхеми (метал, напівпровідник, діелектрик). Її позитивною рисою є те, що вона може використовуватись декілька разів. Проте вона має обмежену точність відтворення розмірів елементів ± 5 мкм, що не завжди задовольняє розробників ІМС. Тому для більш точного відтворення розмірів окремих елементів при виготовленні ІМС використовується метод руйнівної маски.

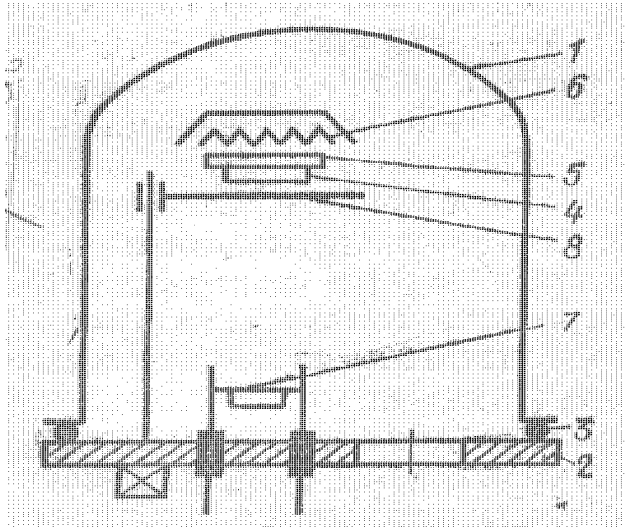
Метод руйнівної (контактної) маски полягає в тому, що на підкладинку наноситься допоміжний шар речовини, в якому утворюються отвори. Форма цих отворів визначається формою

елементів ІМС, що виготовляються. Крізь ці отвори можна наносити шари певних речовин або витравлювати вікна (оголяти підкладинку) у суцільному заздалегідь нанесеному на підкладинці шарі речовини (рис.11.3). Після цього руйнівну маску розчиняють у спеціальних розчинниках, котрі не впливають на нанесені крізь маску або заздалегідь осажені до створення маски матеріали. Формування руйнівної маски здійснюють за допомогою методу *фотолітографії*.

Метод контактної (руйнівної) маски забезпечує кращу за метод неруйнівної маски точність відтворення форм і якості країв структур. Наприклад, мінімальна ширина лінії, що забезпечується методом руйнівної маски ($\Delta r \sim \lambda / \sin \alpha$) при використанні видимого світла ($\lambda \sim 0.5 \text{ мкм}$), становить $\sim 2 \text{ мкм}$, при використанні ультрафіолетового випромінювання становить $\sim < 1 \text{ мкм}$, а при використанні рентгенівських променів $\sim 0.03 \text{ мкм}$.

Для одержання конфігурацій елементів із тонких плівок використовуються також гравірування за допомогою лазерного або електронного променів. Використання замість останніх йонних променів дає можливість іще сильніше покращити роздільну здатність.

17. Механізми утворення і структура тонких плівок.



Плівки: тонкі (до 1 мкм); товсті (понад 1 мкм)

Різні підходи для різних типів плівок: монометалевих, напівпровідникових, складних (біметалічні, сполуки зі складною стехіометрією – співвідношенням кількості атомів сумішей).

Тонкие пленки не только являются основой тонкопленочных ИС, но широко используются и в полупроводниковых интегральных

схемах. Поэтому методы получения тонких пленок относятся к общим вопросам технологии микроэлектроники.

Существует три основных метода нанесения тонких пленок **монометаллов** на подложку и друг на друга: термическое (вакуумное) напыление, ионно-плазменное напыление и электрохимическое осаждение. Ионно-плазменное напыление имеет две разновидности: катодное напыление и собственно ионно-плазменное.

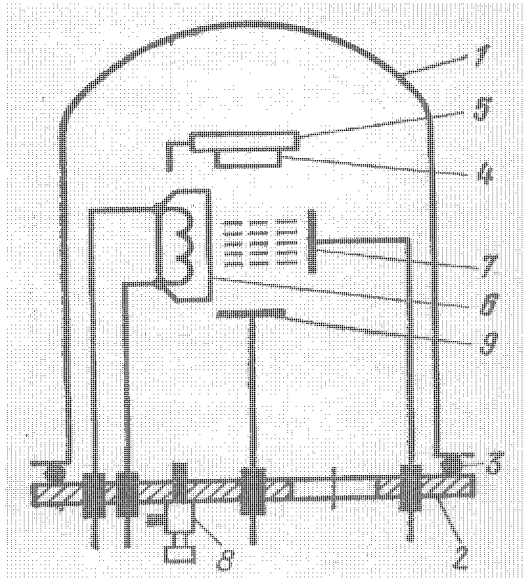
1. Термическое (вакуумное) напыление

Схема этого метода показана на рис. 1. Металлический или стеклянный колпак 1 расположен на опорной плите 2. Между ними находится прокладка 3, обеспечивающая поддержание вакуума после откачки подколпачного пространства. Подложка 4, на которую проводится напыление, закреплена на держателе 5. К держателю примыкает нагреватель 6 (напыление проводится на нагретую подложку). Испаритель 7 включает в себя нагреватель и источник напыляемого вещества. Поворотная заслонка 8 перекрывает поток паров от испарителя к подложке: напыление длится в течение времени, когда заслонка открыта. Для получения качественной пленки температура подложки должна лежать в некоторых оптимальных пределах (обычно 200-400 °С).

Скорость роста пленок в зависимости от ряда факторов (температура нагревателя, температура подложки, расстояние от испарителя до подложки, тип напыляемого материала и др.) лежит в пределах от десяти долей до десятков нанометров в секунду. Для того, чтобы атомы газа, летящие от испарителя к подложке, испытали минимальное количество столкновений с атомами остального газа и, тем самым, минимальное рассеяние, в подколпачном пространстве нужно обеспечивать достаточно высокий вакуум. Критерием необходимого вакуума может служить условие, чтобы средняя длина

свободного пробега в несколько раз превышала расстояние между испарителем и подложкой. Главными достоинствами рассмотренного метода являются его простота и возможность получения исключительно чистых пленок (при высоком вакууме). Однако у него есть и серьезные недостатки: трудность напыления тугоплавких материалов и трудность (а иногда невозможность) воспроизведения на подложке химического состава испаряемого вещества (стехиометрического нанесения биметаллов итп.).

2. Ионно-плазменное напыление



В промежутке между электродом 9 – мишенью (с нанесенным на нее напыляемым материалом) и подложкой 4 действует независимый, «дежурный» газовый разряд. Разряд имеет место между электродами 6 и 7, причем тип разряда – несамостоятельный дуговой. Для этого типа разряда характерны: наличие специального источника электронов в виде накаливаемого катода (6), низкие рабочие напряжения (десятки вольт) и большая плотность электронно-

ионной плазмы. Подколпачное пространство, как и при катодном напылении, заполнено нейтральным газом, но при более низком давлении ($10^{-3} - 10^{-4}$ мм рт. ст.).

Процесс напыления состоит в следующем. На мишень относительно плазмы (практически – относительно заземленного анода 7) подается отрицательный потенциал (2-3 кВ), достаточный для возникновения аномального тлеющего разряда и интенсивной бомбардировки положительными ионами плазмы. Выбиваемые атомы мишени попадают на подложку и осаждаются на ней. Это затруднение преодолевается путем использования так называемого высокочастотного ионно-плазменного напыления. В этом случае на мишень наряду с постоянным отрицательным напряжением подается переменное напряжение высокой частоты (около 15 МГц) с амплитудой, несколько превышающей постоянное напряжение. Тогда во время большей части периода результирующее напряжение отрицательно; при этом происходит обычный процесс распыления мишени и на ней накапливается положительный заряд. Однако во время во время небольшой части периода результирующее напряжение положительно; при этом мишень бомбардируется электронами из плазмы, т. е. распыления не происходит, но зато компенсируется накопленный положительный заряд.

Начало и конец процесса напыления определяются подачей и отключением напряжения на мишени. При напылении диэлектрических пленок возникает затруднение, связанное с накоплением на мишени положительного заряда, препятствующего дальнейшей ионной бомбардировке.

Вариант реактивного (химического) ионно-плазменного напыления открывает те же возможности получения окислов, нитридов и других соединений, что и реактивное катодное напыление.

Преимущества собственно ионно-плазменного метода по сравнению с катодным состоят в большей скорости напыления и большей гибкости, контролируемости процесса (возможность ионной очистки, возможность отключения рабочей цепи без прерывания разряда и др.). Кроме того, на качестве пленок сказывается более высокий вакуум.

3. Электрохимическое осаждение

Это метод получения пленок отличается от предыдущих тем, что рабочей средой является жидкость. Однако характер процессов сходен с ионно-плазменным напылением, поскольку и плазма, и электролит представляют собой квазинейтральную смесь ионов и неионизированных молекул или атомов. А главное, осаждение происходит также постепенно (послойно), как и напыление, т.е. обеспечивает возможность получения тонких пленок.

Ионы металлов дают в растворе положительный заряд. Поэтому, чтобы осадить металлическую пленку, подложку следует использовать как катод. Если подложка является диэлектриком или имеет низкую проводимость, на нее предварительно наносят тонкий металлический подслой, который и служит катодом. Подслой можно нанести методом термического или ионно-плазменного напыления. Чтобы осуществить электрохимическое анодирование, окисляемую пленку металла следует использовать как анод, а электролит должен содержать ионы кислорода.

Большое преимущество электрохимического осаждения перед напылением состоит в гораздо большей скорости процесса, которая легко регулируется изменением тока. Поэтому основная область применения электролиза в микроэлектронике – это получение сравнительно толстых пленок (10 – 20 мкм и более). Качество (структура) таких пленок хуже, чем при напылении, но для ряда применений они оказываются вполне приемлемыми.

В микроэлектронике электрохимическое осаждение не является альтернативой термическому и ионно-плазменному напылению; оно дополняет их и сочетается с ними. В основе электрохимического осаждения лежит электролиз раствора, содержащего ионы необходимых примесей. Например, если требуется осадить медь,

используется раствор медного купороса, а если золото или никель – растворы соответствующих солей.

4. Пиролитическое осаждение – тупая химическая реакция реагента и мишени, на которую наносится слой. «Грубоватый», не очень надежный метод. Скорость неплохая, но слишком сложен.

5. Эпитаксионные методы. Чаще употребляются для выращивания «сложных» пленок.

Контроль: викор. в якості ел. резонатора; викор. пружні ефекти в плівках.

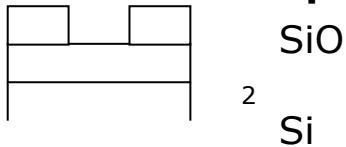
18. Літографічні процеси у мікроелектроніці.

Одним із визначних технологічних процесів в мікроелектроніці протягом більш ніж 40 років продовжує лишатись літографія. Літографія призначена для створення топологічного малюнку на поверхні монокристалічної кремнієвої пластини. Займає місце в процесі виготовлення ІС: «нанесли шар речовини – нанесли резист, на резист малюнок, зафіксували резист – стравили частину шару, решта шару лишилася з потрібною топологією». Базовий літографічний процес представлений на рис.1 і включає в себе, принаймні 9 ступенів:

- підготовка поверхні (промивка, сушка);
- нанесення резисту (тонка плівка полімеру наноситься центрифугуванням; для неорганічних резистів – вакуумним напиленням);
- сушка (видалення розчинника і перевід резисту в тверду розчинну фазу);
- суміщення фотошаблону і експонування (позитивний резист під дією світла переходить в нерозчинну фазу. Негативний резист під дією експонування стає розчинним, саме ця частина підлягає видаленню);
- проявлення резисту (промивка в розчиннику, що прибирає незафіксований після попереднього етапу резист) , задублення вікна.
- Контроль малюнка;
- стабілізуючий відпал (??) (видалення залишків розчинника);
- контроль дефектів (якщо щось пішло не так, схема відбраковується. Іноді тупо знімається весь резист і все починається з п. 1);
- травлення (безпосередній перенос малюнка маски на поверхню напівпровідникової структури);
- видалення (стравлювання) фоторезисту;
- Кінцевий контроль.

Мінімальний розмір малюнка, який можна досягнути за допомогою тої чи іншої оптичної системи може бути оцінений з використанням відомої формули $R = k_1 \lambda / NA$, де R- роздільна здатність, k_1 – константа, яка залежить від типу використовуваного резисту, типу літографічного процесу, λ – довжина хвилі світла, NA –апертура оптичної системи.Формула показує, що для покращення роздільної здатності треба зменшення довжини хвилі або збільшення апертури.

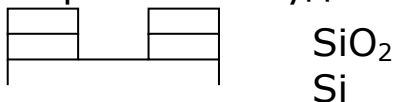
В технології напівпровідникових приладів важливе місце займають маски: вони забезпечують локальний характер напилення, легування, травлення, а в деяких випадках і епітаксії. Будь-яка маска містить сукупність спроектованих отворів – вікон. Виготовлення таких вікон і є задача літографії.

Оптична літографія:**1.Окислення**

2.Нанесення фоторезисту. Фоторезист – полімерна рідина. Наноситься крапля фоторезисту =>на центрифугу 6-8тис. оберт/хв. В результаті товщина шару $\approx 1\mu\text{м}$.

3.Сушка- близько години при $T \approx 170 \div 200^\circ\text{C}$

4.Експонування Рисунок майбутньої маски виготовляється у вигляді фотошаблону (товста скляна пластина, на якій нанесено непрозора плівка з необхідним рисунком в масштабі 1:1).Фотошаблон кладеться на фоторезисті експонується в проміннях кварцевої лампи. $P(\text{світла}) \approx 1 \div 10 \text{ мДж/см}^2$ (інтегральна). Товщина фоторезисту повинна бути $\alpha(\text{ф/р}) \leq 1/2 * \lambda(\text{опромін})$, бо інакше утвор. стояча хвиля і фоторезист не буде експонуватися.



5.Проявка + змивка \exists позитивні та негативні фоторезисти. "+"-руйнується те що експонувалося (змивається при проявленні), "-" змивається те що не експонувалося.

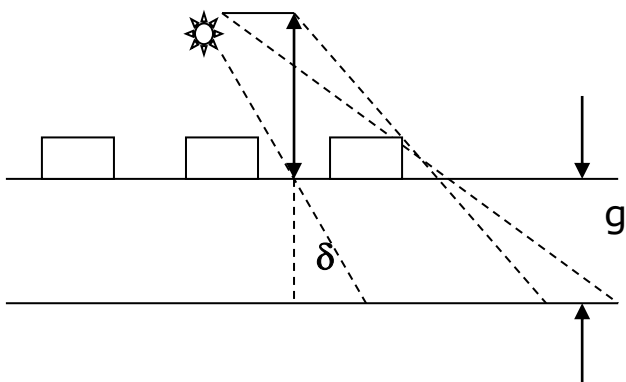
6.Травлення окисного шару до Si (на Si травник не діє)

7.Змивка залишків фоторезисту

технологічних циклах фотолітографія використовується многократно. Тому \exists проблема суміщення фотошаблонів (допуск на суміщення долі мікронів). На фотошаблоні роблять спеціальні "відмітки" (наприклад хрестики), які переходять в рисунок на окислі та видні крізь фоторезист. Під мікроскопом їх суміщають з аналогічними відмітками на фотошаблоні.

Рентгенівська - Фотолітографія має ряд обмежень. Одні з обмежень стосується роздільної здатності, тобто мінімальних розмірів

рисунка маски. Довжина хвиль ультрафіолет. $\approx 0,2-0,3\mu\text{м}$. Тому, яким би малим не був отвір, у рисунку фотошаблону, розміри зображень не можуть досягти вказаних значень через дифракцію. Найбільш очевидний шлях – використання коротких хвиль (рентген. $1-2\text{нм}$). В якості джерела використовується $\lambda = 0.473\text{нм}$. \exists

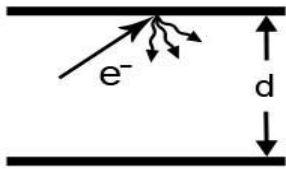


проблеми: 1) як зробити випромінення паралельним? $\delta \approx \Phi / (L/g)$, якщо відсунути джерело то інтенсив. падає $I \approx 1/R^2$ Тому роблять складнішу конструкцію: лампа з катодом, що обертається – синхротронне випромінювання сколімоване, навіть виділяють синхротронну літографію. 2) Немає повноцінної ренгенівської тіні, промені проникають у речовини – кудись краще, кудись гірше – але проникають. Тому для виготовлення шаблону необхідно, щоб коефіцієнти пропускання “затіненої” і незатіненої області відносилися як 1:4. Для виготовлення шаблонів використовується Si, SiC, SiN, B, Be

Електронна, туди ж йонна – Викор. для виготовлення еталонних (невиробничих) шаблонів або рекордних, субмкм приладів далекого СВЧ діапазону. Сфокусований пучок електронів сканують по поверхні пластини, яка покрита резистом та керують інтенсивністю пучка. У точках, які повинні бути “засвічені” – ток пучка max, де “затемнені” min або 0. Діаметр пучка пропорційний струму пучка. Однак зі зменшенням току зростає час експозиції. Тому таке збільшення роздільної здатності супроводжується збільшенням тривалості процесу. Одна з різновдностей електронної літографії заснована на відмові від резистивних масок, пучок взаємодіє на шар SiO₂ (в місцях “засвітки” шар травиться скоріше). Переваги: висока ступінь автоматизації, точності сумішення, роздільної здатності. Недоліки: мала продуктивність (кожен елемент окремо, навіть якщо використовувати багато ел. «гармат» - продуктивність лабораторна, не виробнича), $\nu(\text{сигнала}) \approx 1 \text{ МГц}$ – складна технолог. реалізація, можуть виникати ефекти близькості (e потрапляє в полімер, гальмується, випромінює => починає рухатися в деякій області). Можливі переекспонування (травимо ззовні) Недоекспонування (травимо зсередини). Використання йонів замість електронів ефективно бореться з останніми, дає кращу керовність за рахунок більшої маси йона.

19. Явища переносу в тонких металевих плівках, залежність їх від товщини (скейлінг).

Тонкі плівки – плівки товщина яких $d < 1$ мкм, коли $d \approx l$ (10 – 50 нм) виникає (проявляється) класичний розмірний ефект (l – довжина вільного побігу). Внаслідок чого провідність плівки починає залежати



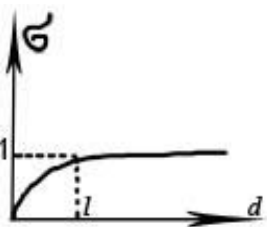
від d . $\sigma = en\mu$, $\mu = \frac{e}{m_{ef}}\tau$ – рухливість, τ – час релаксації.

Якщо припустити, що головний механізм розсіяння – взаємодія з фотонами, то $\tau_{cp} = \frac{l}{v_{\text{др}}}$, $v \approx 1$ – кількість співударів до повної зміни імпульсу носієм. При $d \approx l$, з'являється ще один канал розсіяння – на стінках. Вважатимемо, що розсіяння ізотропне (рівноймовірні напрямки розльоту після розсіяння на стінці). Тоді

$\tau_s = \frac{d}{v_{\text{др}}}$ – час релаксації після взаємодії з поверхнею, $\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_{cp}}$ –

сумарний час релаксації; $\mu = \frac{e}{m_{ef}} \frac{\tau_s \tau_{cp}}{\tau_s + \tau_{cp}}$; або $\mu_{ef} = \mu_0 \frac{1}{1+l/d}$, де

$\mu_0 = \frac{e}{m_{ef}} \tau_{cp}$ – рухливість в об'ємі.



На величинах $d < l$, провідність зменшується зі зменшенням d .

$$\sigma = \sigma_0 \frac{1}{1+l/d} \text{ - провідність.}$$

При наявності контакту іншого металу до плівки проявляється таке контактне явище, як ефект Пельтьє – виділення або поглинання тепла при проходженні струму крізь контакт. Це пояснюється тим, що середня енергія носіїв залежить від їх енергетичного спектра, концентрації, механічного розсіяння і тому для різних провідників вона різна. При переході з одного провідника в інший носії або передають надлишкову енергію атомам, або поповнюють нестачу за рахунок їх рахунок (виділення або поглинання тепла).

Тепло Пельтьє $Q_n = Pq = Plt$, q – повний заряд, I – струм, P – коеф. Пельтьє.

Знак P змінюється при зміні напрямку струму, тоді змінюється і знак Q_n . Тепло $Q_n \sim I$ і не залежить від R на відміну від теплоти Джоуля-Ленца.

При $T \neq 0$ $P = \Delta\phi$ – контактна різниця потенціалів. (не вироджений електронний газ). При $T = 0$ (вироджений електронний газ) $P = 0$. До певної межі скейлінг: провідність тонкої плівки зростає (набл. лін).

20. Методи ізоляції ІМС.

Існують 4 типи ізоляції ІМС, а саме:

- за допомогою зворотно зміщених $p-n$ переходів,
- за допомогою тонких плівок SiO_2 ,
- за допомогою діелектричних, шарів відмінних від SiO_2 ,
- за допомогою повітряних проміжків.

1. Ізоляція за допомогою зворотно зміщених $p-n$ переходів

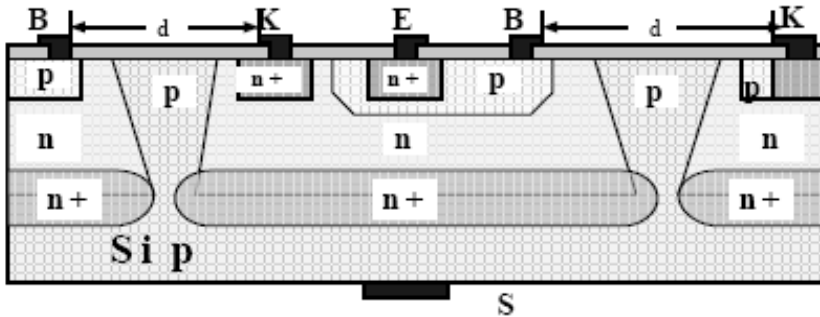


Рис.12.29. Поперечний розріз ІМС з ізоляцією за допомогою зворотно зміщених $p-n$ переходів.

між окремими елементами ІМС знаходяться $p-n$ переходи. Якщо за допомогою зовнішнього джерела напруги зворотно змістити всі $p-n$ переходи, то між ними не буде йти струм, вони слугуватимуть ізолюючими прошарками між окремими елементами ІМС. Для створення такої ізоляції, як це видно з рис.12.29, витрачається частина простору підкладки протяжністю $d \times d$, що зменшує густину монтажу.

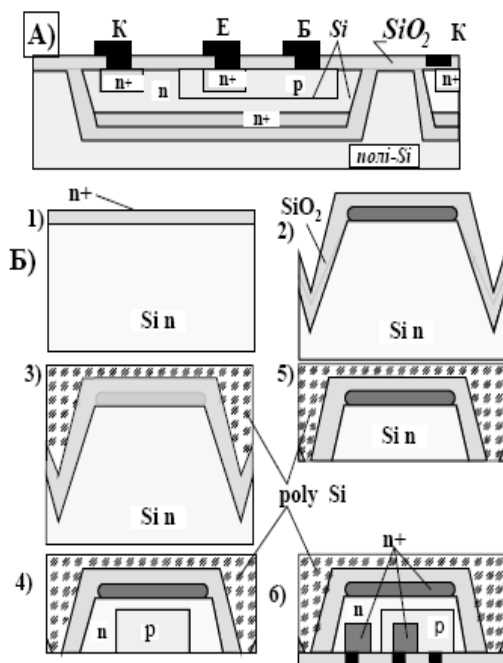


Рис.12.31. Поперечний переріз А) та етапи виготовлення SiO_2 , зворотно зміщеного шару (дифузія доворів); 2) заглибіння та їх окислення; 3) нанесення полікремнію; 4) витравлення фасадної сторони пластинки Si; 5) створення базового шару; 6) створення колекторної та емісійної частини транзистора.

ізоляції має також свої недоліки, а саме:

- необхідність використання зовнішнього джерела напруги для створення зворотно зміщення на $p-n$ переходах між елементами ІМС;

На рис 12.29 зображений поперечний переріз ІМС з ізоляцією за допомогою зворотно зміщених $p-n$ переходів. Цей різновид ізоляції називають також *діодною ізоляцією*. Видно, що між окремими елементами ІМС знаходяться $p-n$ переходи.

Цей різновид ізоляції називають також *діодною ізоляцією*. Видно, що між окремими елементами ІМС знаходяться $p-n$ переходи.

Цей спосіб ізоляції привабливий тим, що не виникає потреби вводити додаткові технологічні операції. Дійсно, всі елементи ІМС транзистори, діоди, ємності, резистори та діодна ізоляція виготовляються у приповерхневій частині напівпровідникової підкладки за допомогою однакової технології. Усе це разом із позитивними схмотехнічними якостями напівпровідникових елементів забезпечує широке практичне використання твердотільних напівпровідникових схем у мікроелектроніці. Проте метод діодної ізоляції має також свої недоліки, а саме:

- складність еквівалентних схем, тому що потрібно додатково враховувати ємності зворотно зміщених $p-n$ переходів;
- наявність гальванічних зв'язків між зворотно зміщеними $p-n$ переходами тощо.

2. Ізоляція за допомогою тонких плівок SiO_2

Один із прикладів ізоляції за допомогою SiO_2 , зображений на рис.12.31. Елементи схеми розміщуються в окремих комірках, ізольованих одна від одної шарами SiO_2 . Технологія виготовлення ІМС з ізоляцією шарами SiO_2 відрізняється від технології ІМС із діодною ізоляцією. Наведемо приклад створення такої системи. Вона складається з 6-тьох етапів.

На *першому етапі* легують захований $n+$ шар і окислюють кремній. На *другому етапі* за допомогою фотолітографії і хімічного травлення витравлюють у Si пластинці заглибини, котрі потім окислюють. Вони ізолюють окремі частини ІМС. На *третьому етапі* усувають зайвий шар Si на фронтальному боці кристала. На *четвертому етапі* на тильну сторону полікремнієвої підкладки наносять масивний шар полікристалічного кремнію. Цей шар підвищує механічну міцність ІМС. На *п'ятому етапі* крізь отвори в спеціальній руйнівній масці на фронтальній поверхні методом термодифузії легують області Si для створення бази $n+-p-n$ транзистора.

На *шостому етапі* поверхню знову окислюють, наносять фоторезист та переносять на нього з фотошаблону малюнок необхідних отворів. Після експонування витравлюють ці отвори. Крізь отвори здійснюють легування емітерної та колекторної областей транзистора та приєднують до них металеві контакти.

3. Ізоляція за допомогою діелектриків, відмінних від SiO_2

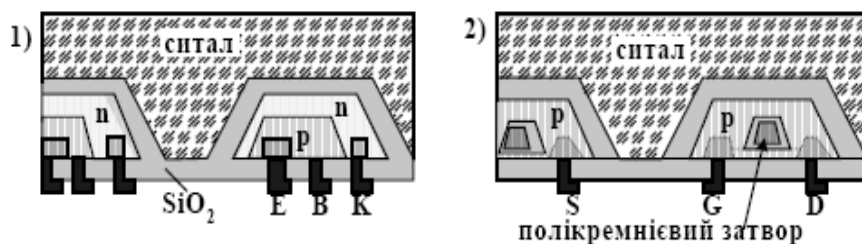


Рис.12.33. Ізоляцією ІМС за допомогою ситалу: 1) із $n+-p-n$ транзисторами і 2) із МОН транзисторами.

Замість SiO_2 для ізоляції можна використовувати й інші діелектрики, наприклад, ситал. Щоб у системі не виникало додаткових напружень й ці діелектрики не

тріскались й не відлущувались (усадкові напруження), вони повинні мати близькі за величиною температурні коефіцієнти лінійного розширення до відповідних коефіцієнтів Si . Ситал відповідає таким вимогам й має значний коефіцієнт теплопровідності, що полегшує охолодження ІМС. На рис.12.33 зображено переріз $n+-p-n$ і МОН транзисторів ІМС ізольованих ситалом.

4. Ізоляція повітряними проміжками

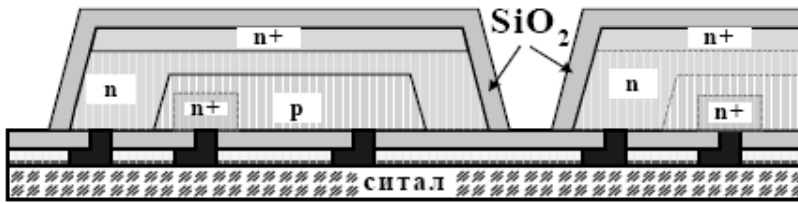


Рис.12.34. Мезоструктура з ізоляцією повітряними проміжками.

Іноді для ізоляції використовують повітряні проміжки між окремими елементами ІМС. Приклад такої ізоляції зображений на рис.12.34. Вона виготовляється так. Спочатку виготовляють ІМС на *Si* підкладинці і захищають за допомогою SiO_2 . Потім їх припаюють до скляної або ситалової пластинки. Після цього за допомогою фотолітографії створюють вікна на тильному боці в руйнівній масці і крізь ці вікна витравлюють необхідний профіль мезоструктури з повітряними проміжками, показаний на рис.12.34. Найчастіше метод повітряної ізоляції застосовують при виготовленні ІМС на основі *Si* на ситалі або на сапфірі. Спочатку на сапфіровій підкладинці формують ізольовані за допомогою SiO_2 острівці *Si*. Для їх формування застосовують методи епітаксiального вирощування монокристалъних плівок. Потім на цих острівцях **Si** виготовляють окремі ІМС груповим методом і здійснюють їх з'єднання. Проте найбільш перспективними з точки зору збільшення густини монтажу є комбіновані методи ізоляції елементів ІМС.

21. Методи визначення структури та складу тонких плівок.

Структуру плівок можна визначити методами рентгенофазного аналізу і електронної мікроскопії. Фотоелектронна та ІЧ-спектроскопія дають інформацію про типи хімічних зв'язків. Склад тонких плівок можна визначити методами Оже- та інших електронних спектроскопій.

Оже-спектроскопія (о-сп.) – це область електронної спектроскопії, в основі якої лежить вимірювання енергії та інтенсивності струмів оже-електронів, а також аналіз форми ліній спектрів оже-електронів, емітованих атомом, молекулою чи твердим тілом внаслідок оже-ефекту. Енергія оже-електронів визначається природою емітуючих їх атомів і взаємодією цих атомів з оточенням, що призводить до змін енергії оже-електронів. Тому по о-сп. визначають елементний склад приповерхневих шарів твердого тіла, отримують інформацію про міжатомні взаємодії, виконують хім.аналіз газів. о-сп. використовують також для дослідження механізму о-еф., основних і збуджених станів двічі іонізованих атомів тощо. Аналіз елементного складу проводиться шляхом співставлення о-сп. з табличними даними. Положення максимуму в енергетичному спектрі оже-електронів несе інформацію про хім.природу атомів, а його амплітуда – про їх концентрацію. Взаємодія атома з його оточенням проявляється у формі оже-піків та їх енергетичних зсувів.

В о-сп. атоми збуджують електронними, фотонними(рентгенівськими) та іонними пучками; відповідно, розрізняють електронну (ЕОС), рентгенівську(РОС) та іонну(ІОС) о-сп. Реєструють о-сп. за допомогою оже-спектрометрів.

Рентгенівська фотоелектронна спектроскопія.

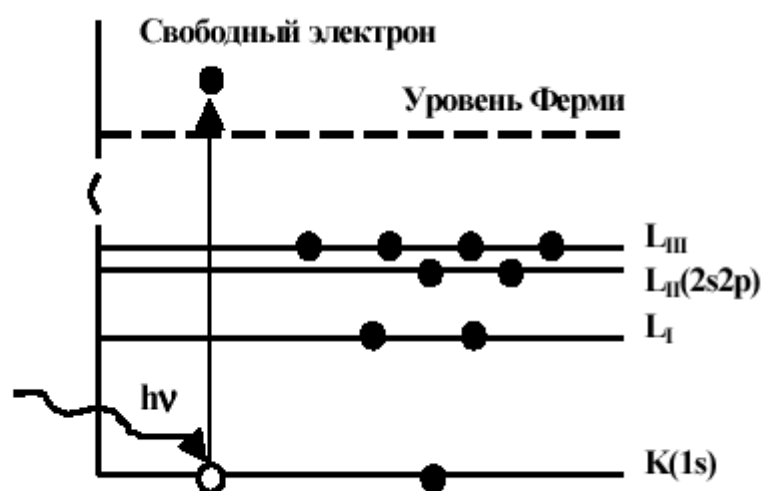


Рис. 6.10. Энергетическая диаграмма РФС

При опроміненні поверхні речовини фотонами можуть протікати різні процеси: утворення фотоелектронів, розсіяння фотонів, фото десорбція атомів і молекул з поверхні. Зміст РФС – отримання

фотоелектронних спектрів, тобто вимірювання енергії внутрішнього чи валентного електрона, що вибивається квантом ел-магн. випромін.

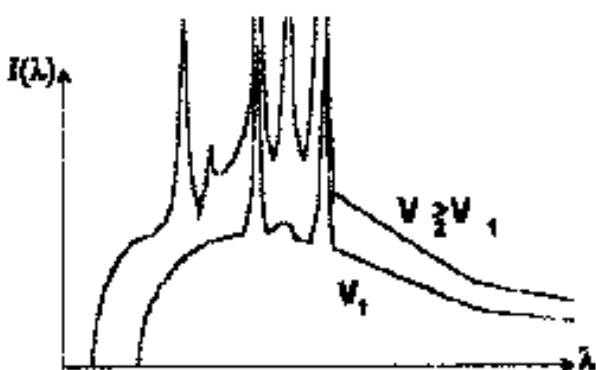
В спектрометрі монохроматичний пучок рентг. випромінювання падає на досліджувану речовину, атоми якого поглинають фотони. Зв'язаний електрон переходить у вільний стан і вилітає за межі зразка з $E_{\text{кін}} = h\nu - E_{\text{зв.}}$. Електрони збуджуються з усіх рівнів, на яких $h\nu > E_{\text{зв.}}$. Знаючи $h\nu, E_{\text{кін}}$, що вимірюється за допом. ел.спектрометра, можна визначити енергію зв'язку. Глибина виходу вибитих електронів визначається довжиною вільного пробігу відносно непружних зіткнень (1-10нм). Ідеальне джерело рентг. випром. для РФС має давати монохроматичне випром. з достатньо високою енергією. Монохроматичність необхідна, оскільки ширина лінії рентг. випром. впливає на ширину фотоелектронної лінії, від якої залежить роздільна здатність.

Для виділення і фокусування фотоелектронів викор. магнітні чи електростатичні енергоаналізатори. З метою запобігання розсіянням електронів на молекулах залишкових газів аналізатора необхідно підтримувати вакуум не гірше 10^{-3} Па.

Для отримання квантів високої енергії для РФЕС викор. рентгенівські трубки $h\nu = eU$ і синхротронне випромінювання (електрон, рухаючись у циклічному прискорювачі, при $v \sim c$ починає випромінювати у вузькому куті). Потоки рентг. випром. від синхротронного джерела у 10^4 разів більше, ніж від рентг.джерела із анодом, що обертається (техн. покращення рентг. трубки).

Кожна речовина має притаманний їй характеристичний спектр рентгенівських променів (рентг. пр.), що виникає при збудженні електронів глибоких оболонок атома, будова яких однакова у атомів з різними атомними номерами і не змінюється при хімічних реакціях і утворенні сплавів.

Першою стадією збудження р.пр. є утворення вакансії на K, L, M, ... - атомних шарах. Другою – перехід електронів атома із периферійних оболонок на вакансію глибокої електронної оболонки.



Характеристичний спектр рентгенівських променів при двох напругах на катоді рентгенівської трубки V_1 і $V_2 > V_1$

Спектральні лінії однієї і тієї ж серії зсуваються в бік менших λ із зростанням Z по закону Мозлі $\sqrt{\nu} = C(Z-a)$, C, a - сталі.

До основних методів нарощування тонкої плівки на підкладці відносять:

Вакуумна технологія – 3 етапи:

Випаровування речовини з метою отримання пари - атомарного потоку.

Перенос пари в вакуумний простір.

Конденсація пари на підкладці.

Катодне напилювання.

Йоно - плазмове напилювання.

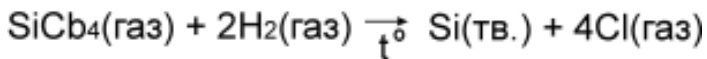
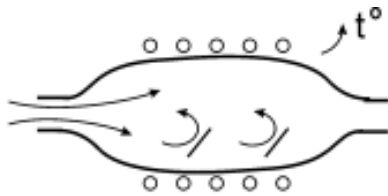
Магнетронне розпилення.

Епітаксія: гомоепітаксія (на підклад. певного матеріалу росте цей же матеріал), гетероепітаксія (на підкладці певного матеріалу росте інший матеріал). Базових епітаксійних процесів є 3:

Осадження з парової фази в т.ч. і метод газофазної (CVD) епітаксії з металоорганічних сполук (арсін, фосфін, диборан та інші приємні, інколи навіть бойові отруюючі, речовини)

Молекулярно-променева епітаксія. Найпоширеніша для GaAs

Рідинна. (Основна ознака, що це епітаксійний процес, а не процес росту кристалу, це та, що процес відбув. нижче температури плавлення.)



Найважливіша проблема епітаксії - співпадиння сталих крист. ґраток. Треба підбирати пари, для яких $(b-a)/a \sim 1\%$, інакше виникають усадкові напруження між шарами, веде до злуцвання, вигинання плівок.

Газова епітаксія.

Досягають ламінарного потоку ($Re < 2000$) і вибирають певн. профіль, де концентрація SiC_2 стала

$y = (D\tau X/Re)^{1/2}$, $Re = (D\tau V\rho)/\eta$. Кінетика хім. реакц. зал. від температури.

Рідинна епітаксія.

Використовують. для вирощування GaAs для оптичних приладів, та для вирощування інших матеріалів типу АЗВ5. В якості розчинників беруть Ga, In, Sn, Pt.

22. Основні задачі та напрямки розвитку мікроелектроніки.

Мікроелектроніка розв'язує три основних задачі:

- створення складних мініатюрних надійних ІМС із малим часом затримки сигналів;
- усунення технологічних труднощів виготовлення складних надійних ІМС;
- зниження собівартості ІМС.

Розрізняють такі напрямки розвитку мікроелектроніки:

- дискретна; - інтегральна; - функціональна електроніка; - наноелектроніка.

Ці напрямки зображені на схемі (рис.1.1)

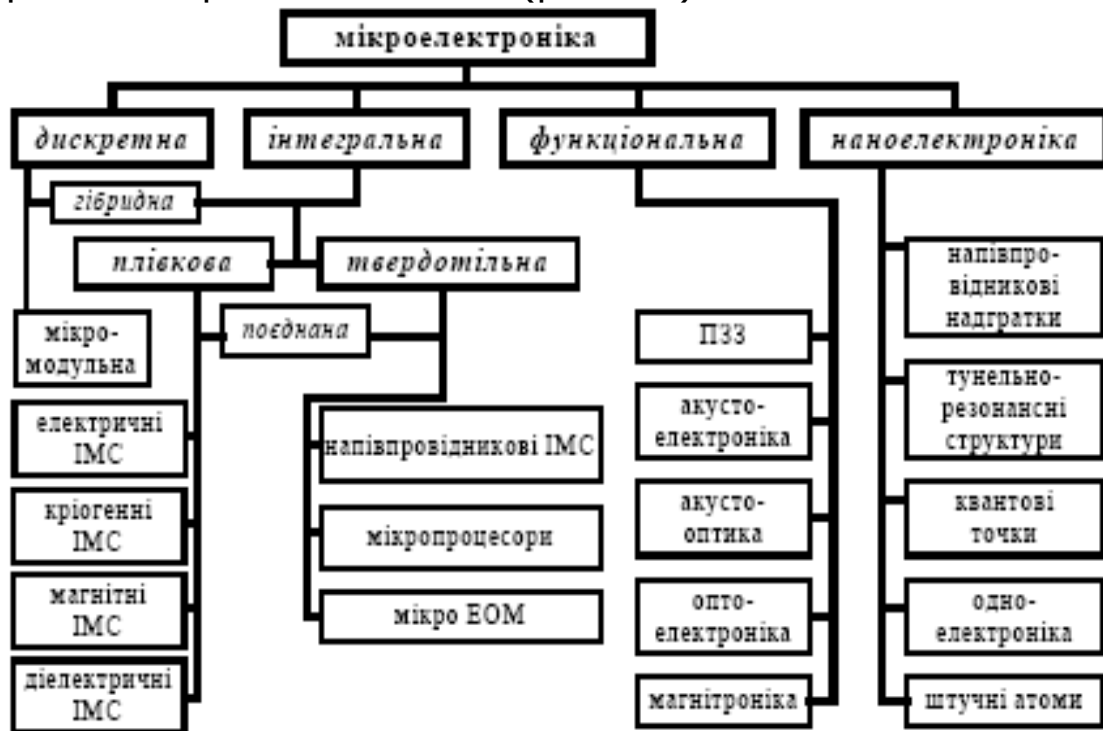


Рис.1.1. Схема основних напрямків розвитку мікроелектроніки

Напівпровідниковою МЕ називається МЕ, в якій використовуються напівпровідникові ІМС, в яких усі елементи і між'єднання, виконані в об'ємі (або на поверхні) напівпровідника. Досить часто для готового виробу використовують термін **кристал** або **чіп**, розуміючи при цьому виготовлений напівпровідниковий прилад і мікросхеми без зовнішніх відводів і корпусу.

Дискретна МЕ являє собою перший етап мікромініатюризації окремих елементів електронної апаратури та раціонального компактного її монтажу. Вона забезпечує лише перший ступінь інтеграції.

Модульна МЕ являє собою другий етап конструювання електронної апаратури з компактних стандартних модулів, за допомогою яких здійснюється *схемотехнічна уніфікація й інтеграція*.

Інтегральна МЕ являє собою третій етап конструювання електронної апаратури. В ній основною складовою частиною замість окремого елемента служить *інтегральна мікросхема (ІМС) або інтегральна схема (ІС)*, котра складається з багатьох елементів. **Інтегральною схемою (ІС) або інтегральною мікросхемою (ІМС)** називають мікроелектронний пристрій, який має такі властивості:

- складається із з'єднаних між собою багатьох елементів із високою густиною монтажу, який може перевищувати 10^5 елементів на одному кристалі (чіпі);
- виконує певну функцію перетворення й обробки сигналів;
- може розглядатись при її використанні як єдине ціле, тому що окремі елементи починають втрачати свою специфічність;
- виготовляються в єдиному технологічному циклі.

До складу ІМС входять її елементи та компоненти. Вони створюються за допомогою групової технології виготовлення ІМС.

Тому в процесі створення й експлуатації ІМС має місце не тільки *схемотехнічна уніфікація і інтеграція, але й технологічна інтеграція*, що полягає в груповій технології виготовлення елементів і ІМС.

Елементом ІМС називається її частина, котра реалізує функцію будь-якого простого радіоелемента, наприклад, резистора, транзистора, конденсатора, діода, індуктивності тощо. Він не може бути виділений із ІМС, як окремий самостійний прилад, тому що виготовляється груповим методом неподільно з ІМС. *Компонентом ІМС* називається її частина, котра виконує в ІМС певну функцію, проте на відміну від елемента ІМС її компонент іноді може бути самостійним приладом перед монтажем ІМС, наприклад, навісні елементи гібридних ІМС такі, як транзистори тощо.

Плівкова мікроелектроніка використовує плівкові ІМС. У плівкових ІМС усі елементи і міжз'єднання виготовляються у вигляді плівок речовини. В залежності від типу активного елемента розрізняють такі різновиди плівкових ІМС: *напівпровідникові, кріогенні*, в яких використовується надпровідність, *магнітні, діелектричні* тощо.

Гібридною ІМС називають ІМС, до складу якої входять плівкові пасивні елементи - резистори та конденсатори, та навісні активні елементи - транзистори та діоди. *Поєднаною ІМС* називають ІМС, до складу яких входять твердотільні активні елементи і пасивні плівкові елементи. Вона має позитивні якості твердотільних напівпровідникових активних елементів і позитивні якості плівкових пасивних елементів.

ІМС характеризуються **ступенем інтеграції**. Ступенем інтеграції ІМС прийнято називати логарифм кількості елементів на кристал (на чіп) у ІМС. В таблиці 1.1 наведено 4 типи ІМС із різним ступенем інтеграції.

Назва	Кількість елементів на чіп (N)	Ступінь інтеграції lgN
ІМС (ІС)	20 ÷ 35	1,3 ÷ 1,5
СІМС (середні)	35 ÷ 100	1,5 ÷ 2,0
ВІМС (великі)	100 ÷ 1000	2 ÷ 3
НВІМС (надвеликі)	> 1000	>3

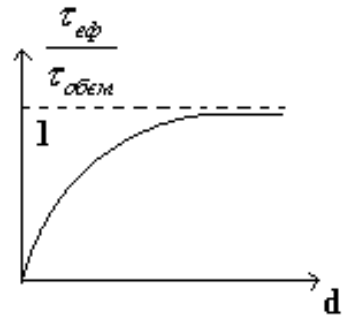
Сучасні надвеликі інтегральні мікросхеми (НВІС) наближаються до граничного ступеня інтеграції, коли починаються обмеження через розмірні ефекти. Тому одним із напрямків подальшого розвитку мікроелектроніки є **функціональна електроніка (ФЕ)**.

В функціональній електроніці (ФЕ) носієм інформації служить багатовимірний сигнал, параметрами якого керують статичними або динамічними неоднорідностями середовища, що виникають під дією керуючого сигналу. В ФЕ повністю втрачаються особливості окремого елемента й має місце інтеграція функцій, котрі повинна виконувати інтегральна схема функціональної електроніки. Прикладами приладів ФЕ можуть бути: лінза, випрямляч змінного струму, що використовує ефект Зеебека, оптичний процесор, генератор Ганна, генератор на ефекті Джозефсона тощо.

В наноелектроніці (НЕ) використовуються нові діапазони частот, зокрема, оптичний; даються взнаки і враховуються квантові особливості транспорту носіїв, зокрема, квантові розмірні ефекти, резонансне тунелювання, одноелектронні процеси, балістичні особливості руху носіїв заряду тощо. Це дає можливість розробляти технологію виготовлення наноструктур, яка дозволяє зменшити розмір елемента і збільшити ступінь інтеграції.

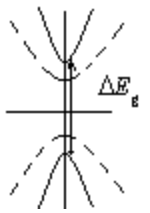
23. Розмірні ефекти в тонких плівках.

1. **Класичний розмірний ефект** виникає тоді, коли один з розмірів зразку стає меншим за довжину вільного пробігу носіїв ($l=10-50$ нм) $d \leq l$. Це призводить до появи ще одного механізму розсіяння - на стінках. Внаслідок цього зменшується ефективна довжина пробігу, що в свою чергу призводить до збільшення питомого опору зразка.



Провідність: $\sigma = en\mu$, де $\mu = \frac{e}{m^*} \tau$ - рухливість. τ - час релаксації, за який функція розподілу після деякого збудження повернеться в рівноважний стан, m^* - ефективна маса. Будемо вважати, що основний канал розсіяння - взаємодія з оптичними фононами. Тому $\tau_\phi = \frac{l}{v_{др}}$, де $v \approx 1$ - кількість зіткнень, при яких носій повністю змінює імпульс, $v_{др}$ - дрейфова швидкість. Коли виникає розсіяння на стінках (розсіяння ізотропне-рівномірні напрямки розльоту), то $\tau_{cm} = \frac{d}{v_{др}}$, тоді

$\frac{1}{\tau_{эф}} = \frac{1}{\tau_\phi} + \frac{1}{\tau_{cm}}$. Перший вираз - час релаксації після взаємодії із стінкою, другий - сумарні вирази для часів релаксації:, для рухливості:



$\mu = \frac{e}{m^*} \tau_{эф} = \frac{e}{m^*} \tau_\phi \left(\frac{1}{1 + \frac{\tau_\phi}{\tau_{cm}}} \right) = \frac{e}{m^*} \tau_\phi \left(\frac{1}{1 + \frac{l}{d}} \right) = \mu_0 \left(\frac{1}{1 + \frac{l}{d}} \right)$. Тобто, при деяких

$d \approx l$, провідність починає відчутно зменшуватися. Умова існування класичного розмірного ефекту: $\Lambda_{деБройля} \leq d \leq \lambda$.

2. **Квантовий розмірний ефект** виникає тоді, коли розміри зразка $d \leq \Lambda_{деБройля}$ (довжина хвилі де Бройля $\Lambda_{деБройля} = \frac{h}{p} = \frac{12.25}{\sqrt{E}}$). Тоді

енергія носіїв: $E = \frac{\hbar^2}{2m} \left(k_x^2 + k_y^2 + \left(\frac{\pi m}{d} \right)^2 \right)$, з відстанями $\left(\frac{\pi}{d} \right)^2$ між

окремими площинами ізоенергетична поверхня являє собою являє набір площин. Змінюються: енергетична структура (з'являються підзони), ширина забороненої зони ΔE_g , густина електронних станів (вона перестає залежати від енергії носіїв і починає залежати від товщини зразка), зміна концентрації носіїв заряду, довжина

екранування електричного поля. З'являється залежність часу релаксації носіїв заряду від d .

В н/п класичний ефект важко спостерігати, бо ефективна маса н/п набагато менша за ефективну масу металу.

3. Зникає надпровідність, коли розміри зразка d стають меншими за глибину проникнення магнітного поля в напівпровідник ($d < \lambda_L = \sqrt{mc^2 / 4\pi\mu n_s e^2}$, де n_s - концентрація надпровідних електронів, μ - магнітна проникливість) або меншими за джозефсонівська глибину проникнення ($d < \lambda_J = \sqrt{\Phi_0 c / 8\pi^2 J_c \lambda_L}$, J_c - критичний струм Джозефсона, $\Phi_0 = hc/2e$ - квант магнітного потоку (флюксоїд)).
4. Відбувається інтенсивне тунелювання, коли $d < \hbar / 2 \cdot (2m(U - E))^{-1/2}$, де U - висота потенціального бар'єра, E - енергія електронів, що тунелюють.
5. Змінюється характер та структура магнітних доменів, коли розміри зразка стають меншими за розмір доменних стінок тощо.

Таким чином, розмірні ефекти змінюють особливості фізичних явищ у низькорозмірних 2D, 1D та 0D системах. Вони змінюють скейлінгові коефіцієнти та обмежують рівень мікромініатюризації мікроелектронних приладів. Це має місце, здебільшого, в зразках нанометрових розмірів. У зв'язку з цим необхідно створювати нові спеціальні наноелектронні прилади, в роботі яких будуть враховані і використані розмірні ефекти.

Умови появи квантового розмірного ефекту:

- По-перше, відстань між розмірними підзонами повинна бути більшою за тепловий розкид енергії квазічастинок

$$\Delta E_{v,v+1} > k_B T \quad (2.30)$$

Для напівпровідників при 300K ця умова виконується при товщинах $d < 10^{-5}$ см.

- По-друге, $\Delta E_{v,v+1}$ повинно бути більшим природної ширини енергетичних рівнів

$$\Delta E_{v,v+1} > \delta \varepsilon \quad (2.31)$$

За допомогою співвідношення невизначеностей оцінка дає $\delta \varepsilon > 2\pi\hbar/\tau$, де τ - середній час життя на даному енергетичному рівні. Припустимо, що $\tau = \mu m/e$, тоді

$$\Delta E_{v,v+1} > 2\pi\hbar/\tau = 2\pi\hbar e/\mu m \quad (2.32)$$

Для напівпровідників із великими рухливостями носіїв, коли $\mu > 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, ця умова виконується при $d < 5 \cdot 10^{-6}$ см.

- По-третє, концентрація носіїв заряду n повинна бути не дуже великою, щоб заповнювалась лише 1-ша розмірна підзона, що має місце при умові

$$n < g_1 = 3\pi/2d^3 \quad (2.33)$$

де $g_1 = 3\pi/2d^3$ - концентрація станів у 1-й розмірній підзоні.⁴ При $d \sim 10^{-5}$ см ця умова виконується, коли концентрації носіїв у зразку менша за 10^{16} см⁻³ ($n < 10^{16}$ см⁻³). Вона може бути виконана у невироджених напівпровідниках при низьких температурах та в напівметалах таких, як Ві.

- По-четверте, тонкий зразок (нанометрових товщин) повинен бути однорідним із розкидом товщин меншим довжини хвилі де Бройля.

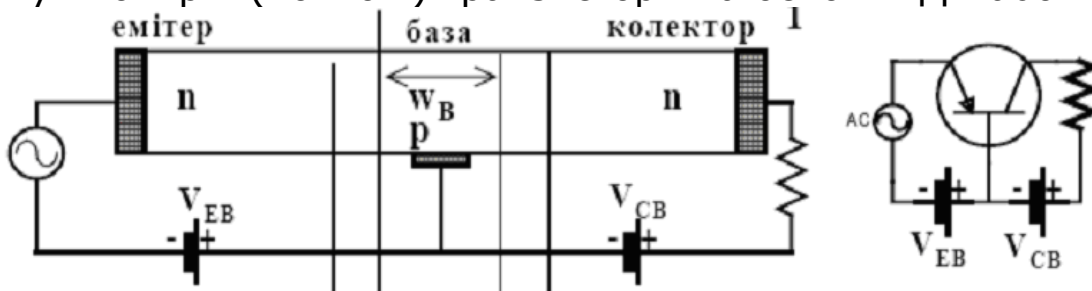
За цих умов КРЕ буде мати такі прояви:

- зміну в енергетичному спектрі носіїв заряду, що може спричинити появу напівпровідникових властивостей у деяких напівметалах та викликати зміну ефективної маси носіїв заряду;
- зміну густини електронних станів та її залежність від енергії; в двовимірному випадку вона перестає залежати від енергії носіїв і починає залежати від товщини зразка d ;
- зміну концентрації носіїв заряду $n(d)$;
- появу залежності часу релаксації носіїв заряду τ від d .
- зміну глибини екранування електричного поля $L_e(d)$.

24. Активні елементи у мікроелектроніці. Перспективи розвитку.

В напівпровідникових ІМС використовуються такі активні елементи:

- біполярні $n(+)$ - p - n транзистори,
- швидкодіючі транзистори Шоттки (на бар'єрі Шоттки),
- багатоемітерні транзистори,
- уніполярні (польові) транзистори на основі МДН або МОН структур.



Біполярні транзистори були винайдені американськими вченими Джоном Бардінім та Уолтером Бреттейном у 1948 році. Вони складаються із двох включених назустріч один одному взаємодіючих n - p переходів. Його середня частина шириною W , що утворюється між двома n - p переходами називається базою. У транзисторів n - p - n базою є тонкий шар напівпровідника p -типу, а для транзисторів p - n - p – шар n -типу. Взаємодія між p - n переходами транзистора забезпечується тим, що ширина бази є меншою дифузійної довжини неосновних носіїв заряду у базі. За цих обставин неосновні носії струму (електрони у n - p - n транзисторах) при напругах прямого зміщення одного з переходів інжектують у базу, дифундують крізь базу до другого зворотно зміщеного переходу й витягуються (екстрагуються) у цей перехід. Перехід, призначений для інжекції неосновних носіїв у базу, називається *емітером*, а перехід, призначений для екстракції неосновних носіїв із бази, називається *колектором*. У принципі колекторний та емітерний переходи поводяться однаково, й при зворотному (інверсному) включенні можуть помінятися ролями. Таким чином, принцип дії біполярних транзисторів заснований на керуванні транспортом неосновних носіїв заряду у базі, яка резистивно зв'язана з активною частиною транзистора. При цьому використовуються такі явища:

інжекція неосновних носіїв крізь прямо зміщений емітерний p - n перехід у середню базову область транзистора,

транспорт неосновних носіїв у базі (дифузія в однорідно легованій та дрейф у не однорідно легованій базі, оскільки в ній виникає електричне поле),

витягування (екстракція) носіїв із бази в колектор електричним полем зворотно зміщеного n - p колекторного перехід.

Транзистори інших типів:

транзистори з використанням гетеропереходів, наприклад, з емітерним переходом, створеним широкозонним напівпровідником n -типу в якості емітера та вузькозонним p -типу для бази, транзистори з перенесенням «гарячих» електронів крізь базу, тунельно-резонансні структури, одноелектронні транзистори, транзистори спінтроники, спеціальні структури з нанотрубок тощо.

Використання напівпровідникових сполук, наприклад, $A^{III}B^V$, сплавів GeSi та новітніх технологій виготовлення напівпровідникових структур дозволяє створювати такі пристрої. Транзистори з емітерними гетеропереходами мають кращу ефективність емісії (більші коефіцієнти інжекції). Інші транзистори дозволяють реалізувати більші рухливості неосновних носіїв у базі, а також зменшити її розміри, що зменшує час прольоту носіїв й збільшує граничні частоти. У транзисторах малих розмірів використовуються особливості розмірного квантування, резонансне тунелювання, одноелектронні явища.

Транзистор із бар'єром Шотткі - різновид $n+-p-n$ транзистора

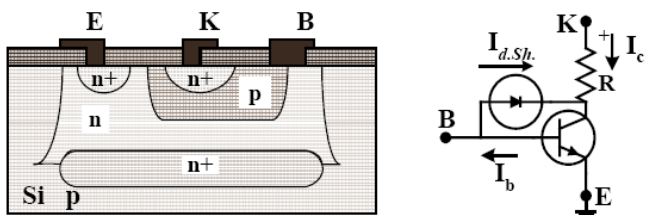


Рис.12.18. Поперечний переріз і схема транзистора з бар'єром Шотткі.

відрізняється від планарно-дифузійного $n+-p-n$ транзистора тим, що металевий контакт бази частково перекриває колекторну область. На границі Si n -типу із шаром алюмінію утворюється збіднений носіями

приповерхневий шар, тобто утворюється бар'єр Шотткі. Такий транзистор називається біполярним транзистором з бар'єром Шотткі.

Уніполярні МОН транзистори є активними елементами ІМС, у яких поперечне електричне поле затвора керує провідністю основних носіїв струму між витокон та стоком. Вони забезпечують підсилення потужності слабких сигналів.

МОН транзистори мають переваги: дуже великий вхідний опір, низький коефіцієнт шуму, використовують при переключенні меншу потужність, займають меншу площу на підкладинці, технологічно більш прості, бо використовують у три рази меншу кількість технологічних операцій при виготовленні по зрівнянні з біполярними транзисторами, дозволяють використовувати короткі та вузькі канали нанометрових розмірів, тобто дозволяють конструювати прилади наноелектроніки, технологічно сумісні з біполярними транзисторами, що дозволяє, коли виникає необхідність використовувати більші коефіцієнти підсилення, створювати ІМС, до складу яких входять як МОН транзистори, так і біполярні транзистори.

Все це обумовлює широке практичне використання МОН транзисторів у цифрових ІМС, особливо у великих ІМС з пристроями пам'яті.

Функціональна електроніка використовує *функціональну інтеграцію*, яка дозволяє більш повно використати об'єм речовини. Вона полягає в тому, що одна і та ж сама ділянка кристала використовується для виконання декількох функцій. Використання динамічних неоднорідностей сумісно зі статичними неоднорідностями розширює діапазон можливостей електроніки. *Наноелектроніка* є наступним етапом у розв'язку проблем, що виникли в процесі розвитку мікроелектроніки. Вона стимулює дослідження низьковимірних структур, особливостей квантово-розмірних та одноелектронних явищ у низькорозмірних структурах, які обмежують працездатність класичних мікроелектронних приладів. Виник також новий технологічний напрямок – нанотехнологія, котра намагається оволодіти новими методами створення структур нанометрових розмірів.

25. Тунельні явища в мікроелектроніці. Тунельна мікроскопія.

В «сандвічі» з товщиною діелектрика, меншою за довжину хвилі де Бройля, сильно збільшується ймовірність тунелювання носіїв струму.

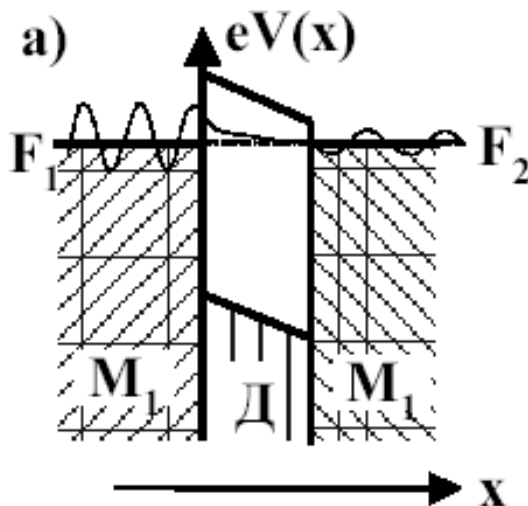
На рис. Зображена енергетична діаграма МДН-сандвіча без напруги від зовнішнього джерела. Густина стаціонарного струму:

$$j = e \int_0^{\infty} T(E_x) [\mathfrak{N}(E_x - F) - \mathfrak{N}(E_x - F + eV)] dE_x, \text{ де } \mathfrak{N}(E_x) - \text{потік електронів,}$$

котрі падають на 1 см^2 границі метала за 1 с з енергією в інтервалі E_x

до $E_x + dE_x$; $T(E_x)$ - коефіцієнт прозорості бар'єра для електрона, що має складову квазіімпульсу p_x ; F - енергія Фермі. Звідси видно, що густина тунельного струму визначається, головним чином, коефіцієнтом прозорості $T(E_x)$. Тунелювання не потребує витрат енергії для просочування електронів крізь потенціальний бар'єр, тому не відбувається зміни температури емітера, при тунелюванні відсутній

калоричний ефект. При малих напругах густина тунельного струму лінійно залежить від



прикладеної напруги, що дозволяє ввести поняття про повну тунельну електропровідність $\sigma_T = dj/dV$. Існують 2 характерні риси для тунельного струму крізь МДН-сандвіч:

1) $\lg j \approx E^{-1}$ та 2) наявність тунельного струму навіть при $T=0$.

У тунельних p - n діодах із сильно легованими p - та n -областями, коли концентрація домішок становить 10^{18} - 10^{19} см^{-3} , створюється дуже вузький p - n перехід протяжністю 10 нм . У ньому навіть при помірних напругах утворюються великі електричні поля з $E \sim 10^6 \text{ В/см}$, при яких виникають сприятливі умови для міжзонного тунелювання.

За допомогою міжзонного тунелювання вдається отримувати спадаючу вольт-амперну характеристику тунельного діода з p - n переходом, котрий знайшов практичне застосування в спеціальних НВЧ приладах із низьким рівнем потужності, а саме: для гетеродинів, схем синхронізації частоти тощо. Граничні частоти визначаються середнім часом тунелювання та паразитними параметрами еквівалентних схем, в якій використовуються тунельні діоди, і можуть бути досить великими – більшими за ТГц ($1 \text{ ТГц} = 10^{12} \text{ Гц}$).

У тунелюванні можуть брати участь енергетичні рівні домішкових або адсорбованих на поверхнях переходів атомів (молекул),

поверхневі рівні, енергетичні рівні підзон у випадку розмірного квантування тощо.

Збільшення коефіцієнта прозорості при проходженні електронами певних енергій ($E = E_i$) квантової двохбар'єрної структури, коли електрон ніби "не помічає" потенціальних бар'єрів, тобто проходить без відбивання від бар'єрів, називається *резонансним тунелюванням*. Резонансне тунелювання використовують при розробці нових різновидів польових транзисторів. Для цього в області каналу провідності локально створюють потенціальні бар'єри малих розмірів. В цих ділянках каналу дуже малих розмірів виникають розмірні підзони.

Тунельна спектроскопія дозволяє досліджувати різноманітні особливості енергетичного спектра твердих тіл у приповерхневій області. Вона досить широко застосовується й швидко розвивається для досліджень приповерхні твердих тіл.

Тунельний струм залежить від багатьох чинників:

- прозорості потенціального бар'єра T ;
- густини початкових станів в емітері, зайнятих частинками, що тунелюють;
- густини не зайнятих електронами кінцевих станів в колекторі.

Крім того, тунельний струм залежить:

- від енергетичної структури та природи домішкових центрів діелектрика (напівпровідника), котрий розділяє емітер від колектора;
- від імовірності непружних процесів, пов'язаних із збудженням фононів, плазмонів, поверхневих та об'ємних станів тощо під час тунелювання. Непружні процеси розсіяння впливають на енергетичний розподіл електронів та ймовірність тунелювання. Зокрема, коли електрони на деякий час можуть бути захоплені домішковими станами, прозорість бар'єру або матричний елемент переходу може суттєво змінитися й навіть може мати місце новий резонансний різновид тунелювання.

Ці чинники впливають на вольт-амперні криві тунельного струму і використовуються в тунельній спектроскопії.

Поєднання тунельної мікроскопії з тунельною скануючою мікроскопією (СТМ) дає унікальні можливості досліджувати енергетичні особливості електронних станів в окремих місцях поверхні з атомною роздільною здатністю. Потрібно лише враховувати, що ці дослідження проводяться у великих локальних електричних полях, необхідних для тунелювання, котрі іноді можуть змінювати стан речовини. Втім, сучасні досягнення у виготовленні вістря для скануючого мікроскопа, в тому числі використання вуглецевих нанотрубок, дають змогу все далі знижувати необхідні напруги, даючи потрібні для тунелювання напруженості полів за рахунок малих радіусів заокруглень вістря.

При СТМ відбувається певна модуляція яскравості на екрані 0,2-0,3 нм. Розмір растру становить кілька мікрометрів. У якості лінійки використовують стабільну кристалічну структуру, що залежить від зовнішніх умов – графіт (періодичний кристал) з добре визначеними довжинами зв'язку між атомами.

Використовуючи СТМ, можна переносити окремі атоми речовин на підкладинці, відривати їх звідти та пересажувати в інші місця. Це дає змогу виготовляти найдрібніші (але й найдорожчі) ІМС. Наразі спостерігається тенденція до застосування атомно-силових мікроскопів як для досліджень, так і для «виробництва» в мікроелектроніці.

26. Фізичні, технологічні, групові обмеження рівня мікромініатюризації.

Причини, які обмежують мінімальний розмір елементів ІМС:

1. Технологічні обмеження мінімального розміру елементів ІМС викликані такими чинниками:

дифракційні явища, сферична аберація та розсіяння квантів світла та частинок, які використовуються при виготовленні елементів ІМС певної форми методами літографії (чим більше літографічних операцій, тим більша похибка суміщень);

розмиття краю елементів ІМС, що викликається флуктуаціями в технологічному процесі створення ІМС (коливання умов процесу тощо);

флуктуація концентрації домішок;

дифузія (елементи, які складають ІС, повинні мати якомога менший коефіцієнт дифузії).

2. Фізичні причини обмеження пов'язані з:

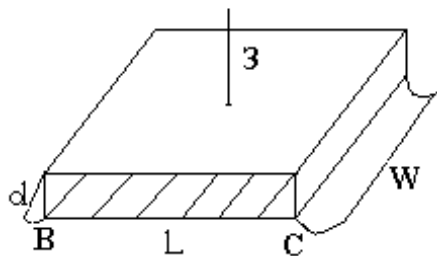
взаємодією елементів між собою – розігрів елементів, міжелементних з'єднань, паразитні зв'язки.

розмірними ефектами (зменшення геометричних розмірів елементів в K разів змінює їх робочі характеристики, функція $F(K)$ назив. *скейлінговими коефіцієнтами*). Наприклад, для планарного провідника: опір

$R = \rho \frac{l_1}{l_2 l_3}$, якщо зменшити геом. розміри $l_1' = \frac{l_1}{k}$, $l_2' = \frac{l_2}{k}$, $l_3' = \frac{l_3}{k}$, то

$$R' = Rk \text{ при } \rho = \text{const.}$$

Наприклад, для *МОН-транзистора*: (d - товщина шару діелектрика, L - довжина каналу) напруга падіння затвор-витік:



$U_{зв}' = U_{зв}/K$, густина струму $j' = jk$ - це

погано (при $j' \leq 10^6 \frac{A}{cm^2}$ обмеження, бо буде руйнування).

3. Обмеження, пов'язані з розмірними ефектами, такими як: класичний розмірний ефект (розмір зразка співрозмірний з довжиною вільного пробігу носія заряду), квантовий розмірний ефект (розмір зразка менший за довжини хвилі де Бройля), тунелювання (коли діелектрик перестає працювати як діелектрик), надпровідність (магнітне поле проникає тільки на певну глибину, коли ширина надпровідника співрозмірна з глибиною).

Обмеження функціонування схеми в цілому пов'язані з енергією, що виділяється при функціонуванні схеми в обмеженому об'ємі. Потужність, що виділяється на перемиканнях вносить найбільший вклад: $P = n f \varepsilon 10^{-3}$, де n – кількість активних елементів на чіпі, f – частота перемикання, ε - енергія, що виділяється на 1 транзисторі. Таким чином $P=10\text{Вт}$ – проблема з тепловідводом.

27. Плівкова електроніка. Конструкція плівкових елементів.

ІМС (інтегральні мікросхеми), всі елементи яких виготовлені у вигляді розташованих на плоскій підкладинці двовимірних плівок, називаються **плівковими інтегральними мікросхемами, а галузь, у якій вивчаються, виготовляються та використовуються плівкові мікросхеми, називається плівковою мікроелектронікою**. Розрізняють *тонкоплівкові* й *товстоплівкові* ІМС. До першого класу умовно відносять ІМС із товщинами плівок меншими 1мкм, а до другого класу - із товщинами більшими 1мкм.

В залежності від того, який активний елемент використовується в плівкових ІМС, розрізняють такі різновиди плівкової електроніки:

плівкова напівпровідникова електроніка, котра використовує здебільшого плівкові МДН транзистори;

плівкова криогенна електроніка, яка використовує кріотрони та джозефсонівські контакти;

плівкова магнітоелектроніка, в якій використовуються магнітні властивості тонких феромагнітних плівок;

плівкова діелектроніка, в якій використовуються властивості нелінійних діелектриків та особливості переносу носів струму в тонких діелектричних плівках.

Плівкові ІМС мають такі *позитивні якості*:

дискретний характер плівкових елементів дозволяє використовувати для їх розрахунку методи, котрі застосовуються для аналізу електричних кіл та мереж із зосередженими параметрами, коли перехресні електричні впливи (наведення або втрати) зведені до мінімуму;

існує можливість мінімізації кількості з'єднань схем за рахунок вільного вибору оптимальних умов монтажу (задача оптимальної топології);

має місце свобода вибору розташування елементів для досягнення мінімального теплового перегріву, тобто напівпровідникові елементи можна розташовувати в таких місцях ІМС, котрі незайняті резисторами, в яких виділяється значна потужність при проходженні крізь них струму.

Плівки виготовляють різними способами, а саме:

конденсацією парів на підкладинці;

реактивним вакуумним напиленням, коли при конденсації додаються домішки реактивних компонентів при парціальних тисках менших тиску основного компонента;

реактивним і нереактивним катодним розпорощуванням;

іонно-плазмовим напиленням, в якому матеріал, що має осаджуватися, бомбардується іонами плазми газового розряду,

магнетронним розпорошуванням, в якому плазма аномального тліючого газового розряду робочого газу, наприклад, аргону, локалізується за допомогою електричних і магнітних полів біля мішені, що має розпорошуватися,

електролітичним осадженням,
хімічним осадженням,
термічним розкладом сполук,
розбризкуванням тощо.

Плівкові ІМС виготовляють на плоских підкладках із таких елементів:

тонкопліткових провідників,
резисторів,
ємностей,
активних елементів.

Індуктивні елементи використовують у плівковій електроніці лише в спеціальних схемах.

Підкладки плівкових ІМС виконують три функції:

служать основою, на поверхні якої формуються за заданим топологічним рисунком плівкові елементи ІМС;

ізолюють окремі елементи один від одного;

служать несучим елементом конструкції, котра забезпечує практичне використання ІМС у корпусному або безкорпусному варіантах, і є теплопровідними елементами ІМС для відводу тепла, що виділяється при їх роботі.

Тонкоплівкові провідники призначені для здійснення гальванічного зв'язку між окремими елементами ІМС. До них пред'являються такі вимоги:

щокраща електропровідність ($\sigma = \rho^{-1} > 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$);

щокращі адгезія до поверхні підкладки і здатність до зварювання або паяння з металевими виводами;

хімічна інертність до інших речовин, котрі використовуються в ІМС або техпроцесі виготовлення.

Мінімальна ширина смужок в ІМС залежить від граничної роздільної здатності літографії. Для зменшення розкиду номіналів їх розмірів, відношення товщини до ширини вибирається здебільшого $d/w \sim 0,1$. Відстань між сусідніми смужками звичайно робиться не меншою від 1,5 мкм для того, щоб зменшити паразитну ємність, що виникає між ними. У складних ІМС використовується також багаторівнева разводка, яка здійснюється на різних "поверхнях" схеми, котрі ізолюються один від іншого шарами діелектрику.

Плівкова електроніка знайшла широке практичне застосування для виготовлення в основному пасивних елементів напівпровідникових ІМС, гібридних та суміщених твердотільних напівпровідникових ІМС, магнітних або надпровідних елементів. Основною причиною, чому до

цього часу плівкова мікроелектроніка менш широко використовується для виготовлення активних напівпровідникових елементів полягає в тому, що технологія виготовлення плівок ще не зовсім досконала. У плівках виникає значно більша концентрація дефектів та домішок по зрівнянні з тим, що має місце у твердих тілах. Дефектність плівок призводить до розсіяння носіїв струму, зменшення їх рухливості й погіршення параметрів активних елементів, виготовлених за допомогою плівкової технології. Тому в багатьох країнах досить інтенсивно досліджуються особливості явищ, що відбуваються в плівках, структура плівок, інтенсивно вдосконалюється технологія виготовлення плівкових елементів і систем із них.

28. Інтегральні напівпровідникові мікросхеми, їх класифікація, основні елементи та структури.

Інтегральна мікросхема (ІМС) є цілісним завершеним радіоелектронним пристроєм з високою щільністю (10^5 елементів на 1 кристалі), сполучених і невіддільних один від одного елементів, призначених для виконання певної функції перетворення та обробки сигналів. Окремі елементи, що входять до складу принципової схеми ІМС - транзистори, діоди, резистори, ємності, з'єднувальні провідники - створюються водночас у єдиному технологічному процесі. Відповідно, ці елементи не можуть бути вилучені з інтегральної мікросхеми шляхом її розбирання на окремі деталі. До складу ІМС входять елементи та компоненти, що створюються за допомогою групової технології виготовлення ІМС. Розмір елементів, що входять до складу подібних ІМС менші від 1 мкм і досягли вже 0,2 - 0,3 мкм.

Основною особливістю ІМС є те, що їхні елементи виготовляються в об'ємі та на поверхні н/п підкладинки або в н/п шарі, розташованому на діелектричній підкладинці. Конструктивною ознакою ІМС є те, що її елементи, створені в н/п матеріалі або розташовані на ньому, електрично з'єднанні й розміщені в єдиному корпусі. За функціональними ознаками ІМС поділяються в залежності від виконуваних ними операцій над сигналами, зокрема мультівібраторами, тригерами, логічними елементами, підсилувачами, дешифраторами, змішувачами тощо. ІМС характеризуються *ступенем інтеграції* – логарифм кількості елементів на кристалі (чіпі) ІМС.

Назва	Кількість елементів на чіп (N)	Ступінь інтеграції lgN
ІМС (ІС)	20 ÷ 35	1,3 ÷ 1,5
СІМС (середні)	35 ÷ 100	1,5 ÷ 2,0
ВІМС (великі)	100 ÷ 1000	2 ÷ 3
НВІМС (надвеликі)	> 1000	>3

ІМС, порівняно з дискретною технологією??, мають такі позитивні якості:

високу ступінь інтеграції (10^5);

широкий діапазон функціональних можливостей;

подібність технологічних засобів виготовлення дискретних та інтегральних елементів;

Недоліки:

залежність параметрів ІМС від температури, проникаючих частинок та випромінювання;

наявність в об'ємі н/п паразитних гальванічних зв'язків.

Класифікація ІМС:

1. За конструктивними ознаками:

схеми з активною підкладинкою (ІМС на кремнієвій підкладинці);
схеми з пасивною підкладинкою (ІМС на діелектричних підкладинках із сапфіру або ситилату); корпусні ІМС; без корпусні ІМС.

2. За технологічними ознаками:

планарно-дифузійні (виготовляються за допомогою локального легування н/п донорами чи акцепторами);

сумісні або поєднані (використовуються н/п елементи і плівкові пасивні елементи на поверхні підкладинки);

на МДН-структурах (активними елементами служать уніполярні МОН-транзистори);

багатокристалльні (складаються з декількох ІМС на окремих кристалах, які монтується в одному корпусі і з'єднуються між собою зовнішніми дротяними з'єднаннями).

3. За ступенем інтеграції; (ННВІМС ...)

4. За фізичними принципами роботи:

схеми на біполярних транзисторах, в яких використовуються рух неосновних носіїв заряду;

схеми на уніполярних транзисторах, в яких використовується рух основних носіїв заряду.

5. За швидкодією:

звичайні ІМС, які працюють на частотах до 3 ГГц;

НВЧ-ІМС, як працюють при частотах більше 3 ГГц (використовуються мікросмужкові лінії передач, кардинально змінюється підхід до виготовлення елементів).

6. За функціональними ознаками:

генератори; детектори; комутатори; логічні елементи; модулятори; перетворювачі; схеми затримки; тригери; підсилювачі; фільтри; елементи пам'яті, багатофункціональні тощо.

Підкладинка ІМС є основою, на поверхні якої або в її приповерхневому шарі формуються елементи ІМС. поділяються на *пасивні й активні*.

Пасивні підкладинки здебільшого виготовляються зі скла, сапфіру, ситалу (гарний діелектрик), шару SiO_2 на Si у випадку (SOI ???) або інших діелектриків. У технології КНІ ?? виконують дві функції: служать основою для формування на ній ІМС та створення ізолюючих проміжків між окремими її елементами. До пасивних підкладинок висувають ті ж самі вимоги, що і до підкладинок плівкових ІМС, а саме: відсутність шорсткості ($< 25 \text{ нм}$), плоскопаралельність (вигини менші за довжину хвилі випромінювання, що використовується при фотолітографії, на практиці ще суворіші), великий об'ємний та поверхневий питомі опори ($> 10^{14} \text{ Ом}\cdot\text{см}$), електрична міцність $E > 40 \text{ кВ}\cdot\text{мм}^{-1}$, велика ($> 2 \cdot 10^{-3} \text{ кал}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{град}^{-1}$) теплопровідність, хімічна інертність, механічна міцність, робочі температури без деформацій під

дією власної ваги на рівні 4000^* C , можливість знегажування, низька вартість. *Активні підкладинки* служать напівпровідниковим матеріалом для формування ІМС у їх приповерхневих шарах. Здебільшого активні підкладинки виготовляють із кремнію, набагато рідше – арсеніду галію. Підкладинки шліфуються, механічно й хімічно поліруються. Нерівності їх поверхні повинні бути меншими $0,1 \text{ мкм}$. Потім вони промиваються, очищуються ультразвуком в активних рідинах, травляться іонним бомбардуванням і знегажуються у вакуумі. Лише після такої складної обробки підкладинки використовуються для створення на ній ІМС.

АКТИВНІ ЕЛЕМЕНТИ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ІМС:

1. біполярні n+-p-n транзистори,
2. швидкодіючі транзистори з бар'єром Шотткі,
3. багатоемітерні транзистори,
4. уніполярні транзистори на основі МДН або МОН структур.

ДІОДИ в ІМС зазвичай формують із транзисторних структур.

ПАСИВНІ ЕЛЕМЕНТИ

В ІМС пасивні елементи виготовляються в приповерхневому шарі активної підкладинки або в об'єднаних (сумісних) ІМС за плівковою технологією. Здебільшого використовують дифузійні або об'ємні резистори й об'ємні і тонкоплівкові конденсатори. Індуктивності, як правило, в ІМС не використовуються – важко зробити, дорого мотати котушку з нанодроту ☺; або використовуються n-p-n транзистори в особливому режимі роботи, коли їх імпеданс має індуктивний характер, або використовуються плівкові "котушки" індуктивності, які здебільшого мають вигляд металевих спіралей.

29. Функціональна мікроелектроніка, основні явища, які використовуються в ФЕ.

ФЕ - галузь електроніки, в якій носієм інформації служить певний сигнал, параметрами якого управляють динамічні неоднорідності середовища (які виникають під дією певного управляючого сигналу). Особливістю елементів ФЕ є використання середовищ з розподіленими параметрами. В цих середовищах неможливо виділити області, які виконують окремі схмотехнічні функції, бо вся система з динамічними неоднорідностями впливає на багатовимірну функцію вхідного сигналу і перетворює його у вихідний сигнал. Тому функціональна інтеграція має переваги:

- велику продуктивність на одиницю об'єму імс,
- великі функціональні можливості пристроїв, що еквівалентно
- суттєвому збільшенню інтеграції по відношенню до звичайних ІМС.

ФЕ використовує особливості хвильових процесів і розподіленої взаємодії е/м полів з електронами, атомами і молекулами конденсованих середовищ різної природи: металів, н/п, магнітодіелектриків, п'єзоелектриків, сегнетоелектриків, та гомо- і гетероструктури цих матеріалів.

В ФЕ використовують такі фізичні явища:

- скінченні значення швидкостей дрейфу основних носіїв струму,
- зсув зарядів в зв'язаних системах областей просторових зарядів в н/п,
- електричні неоднорідності (домени сильного поля),
- плазмові явища в твердих тілах (лавиноподібний пробій, плазмові коливання),
- взаємодію е/м хвиль і електронів з фононами,
- взаємодію е/м хвиль з магнітними неоднорідностями, наприклад, спіновими хвилями,
- електро- і п'єзострикційні явища,
- взаємодія когерентних і некогерентних е/м хвиль оптичного діапазону з статичними і динамічними неоднорідностями середовища,
- взаємодію сигналів з молекулами органічних сполук в тому числі і білкових молекул.

НАПІВПРОВІДНИКОВА
ЕЛЕКТРОНІКА

30. Електронні стани в напівпровідниках. Електронні та діркові напівпровідники.

Згідно з постулатами Бора енергетичні рівні для електронів в ізольованому атомі мають дискретні значення. Тверде тіло представляє собою ансамбль окремих атомів, хімічний зв'язок між якими об'єднує їх в кристалічну ґратку. Якщо тверде тіло складається з N атомів, то енергетичні рівні будуть N -кратно виродженими. Електричне поле ядер знімає це виродження. Дискретні моноенергетичні рівні атомів, що складають тверде тіло, розщеплюються в енергетичні зони. Розв'язання квантових рівнянь в наближенні сильної або слабкої взаємодії дає якісно одну й ту саму картину для структури енергетичних зон твердих тіл. В обох випадках дозволені і заборонені стани для електронів чергуються і число станів для електронів в дозволених зонах дорівнює числу атомів, що дозволяє говорити про квазінеперервний розподіл енергетичних рівнів всередині дозволених зон. Найважливіше значення для електронних властивостей твердих тіл мають верхня і наступна за нею дозволені зони енергій. В такому випадку, якщо між ними немає енергетичного проміжку (зазору), то тверде тіло з такою зонною структурою є металом. Якщо величина енергетичної щілини між цими зонами (яку зазвичай називають забороненою зоною) більше 3 еВ, то тверде тіло є діелектриком. Якщо ширина забороненої зони E_g лежить в діапазоні (0,1 - 3) еВ, то тверде тіло належить до класу напівпровідників. В залежності від сорту атомів, що складають тверде тіло, і конфігурації орбіт валентних електронів реалізується той чи інший тип кристалічної ґратки, і відповідно, і структура енергетичних зон. Верхня, не повністю заповнена, енергетична зона в напівпровідниках отримала назву зони провідності. Наступна за нею енергетична зона називається валентною зоною. Енергетична щілина заборонених станів між цими зонами називається забороненою зоною. На зонних діаграмах положення дна зони провідності позначають E_c , положення вершини валентної зони – E_v , а ширину забороненої зони – E_g . Оскільки в напівпровідниках ширина забороненої зони змінюється в широкому діапазоні, то через це значною мірою змінюється їх питома провідність. Для напівпровідників при кімнатній температурі питома електрична провідність σ складає від 10^{-8} до 10^6 Ом $^{-1}$ *см $^{-1}$, яка залежить від вигляду і кількості домішок, структури речовини і зовнішніх умов: температури, освітлення (радіації), електричних і магнітних полів тощо.

У ідеальній кристалічній ґратці напівпровідника при температурі абсолютного нуля всі електрони зв'язані з атомами і речовина виявляє властивості ідеального діелектрика. Але при підвищенні температури напівпровідника електрони за рахунок теплових рухів атомів ґратки

можуть порівняно легко зриватися з ковалентних зв'язків і хаотично рухатися в межах ґратки кристалу. Концентрація електронів дається таким виразом:

$$n = AT^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \text{ де } A - \text{ коефіцієнт пропорційності, } T - \text{ абсолютна}$$

температура, ΔE - енергія активації напівпровідника, тобто мінімальна енергія, необхідна для вивільнення валентного електрона¹. Ця енергія дорівнює 0,67 еВ для германію та 1,12 еВ для кремнію. При кімнатній температурі концентрація вільних електронів у кремнії та германії має дорівнювати $n_{Si} \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ та $n_{Ge} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$. З підвищенням температури концентрація вільних електронів швидко зростає.

Якщо у напівпровіднику створити електричне поле, всі вільні електрони попрямують в бік позитивного потенціалу. Виникне струм з густиною

$$j_e = env = en\mu E = \sigma_e E$$

де v - дрейфова швидкість спрямованого руху електронів в електричному полі напруженістю E , μ - рухливість електронів у цьому полі, σ_e - електронна провідність напівпровідника.

Напівпровідники бувають власними або домішковими.

Власні напівпровідники – це напівпровідники, в яких немає домішок (напр. кристалічні ґратки типу алмазу, кожен атом з'єднаний з 4 валентними зв'язками з сусідніми атомами). $C^{(6)} (1s^2 2s^2 2p^2)$;

$Si^{(14)} (1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^2)$;

$Ge^{(32)} (1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^2)$.

Двовимірне представлення розміщення зв'язків в ґратці кремнію:

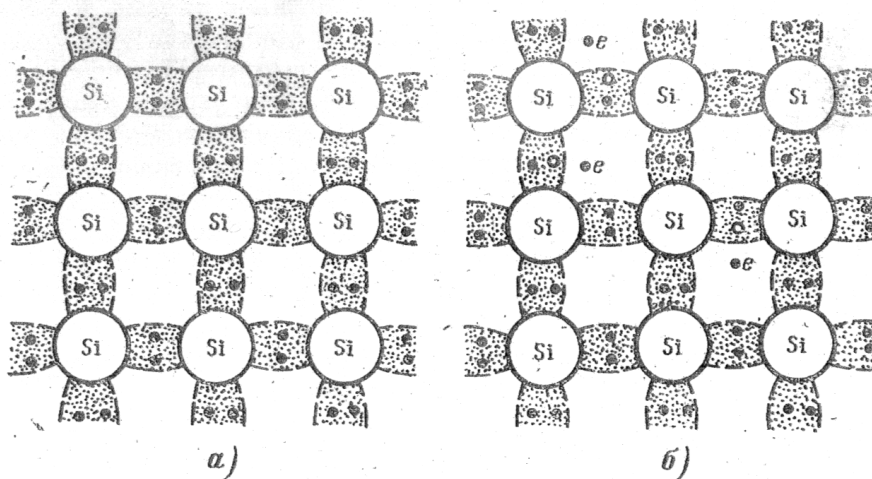


Рис. Двовимірне представлення розміщення зв'язків в ґратці кремнію (власний напівпровідник).

У власному напівпровіднику носіями заряду є електрони провідності й дірки, які створюються за рахунок теплового збудження кристалу із

переходом електрона з валентної зони в зону провідності. Концентрація носіїв заряду залежить від температури й від таких характеристик напівпровідника, як ширина забороненої зони й ефективна густина станів у зоні провідності й валентній зоні. У власному напівпровіднику кількість електронів у зоні провідності збігається з кількістю дірок у валентній зоні й визначається в основному шириною забороненої зони.

Процес перетворення зв'язаного електрона у вільний електрон називається генерацією. Процес перетворення вільного електрона у зв'язаний називається рекомбінацією. Ймовірність рекомбінації пропорційна добутку концентрації дірок та електронів.

Фактичний рух електрона в кристалі складається з неупорядкованого теплового і впорядкованого руху, який викликано дією зовнішнього електричного поля.

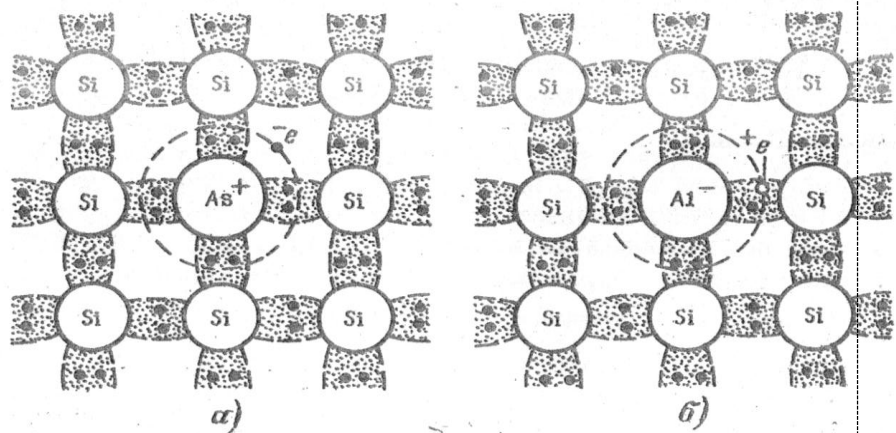
Механізм провідності обумовлений рухом зв'язаних електронів по вакантним зв'язкам отримав назву діркової провідності. В чистому напівпровіднику, що не містить домішок, відбувається електронна і діркова електропровідність. Відповідно електричний струм у власному напівпровіднику визначається двома складовими – електронним і дірковим струмом, що протікають в одному напрямі.



Рис. Схематичне зображення енергетичних зон власного напівпровідника.

Напівпровідник, що має домішки, називається домішковим, а провідність створена домішками називається домішковою електропровідністю.

Рис. Схематичне зображення кристалічної ґратки донорного (а) і акцепторного (б) напівпровідників.



Домішка, що віддає електрон називається донорною.

Якщо домінуючу роль в провідності напівпровідника грають електрони, то вони є основними носіями заряду, а дірки – неосновними носіями заряду. Такий напівпровідник називається електронним або n – типу.

Донорні н/п отримуються додаванням домішки, від якої легко відривається електрон, який потім відносно вільно переміщується по кристалу, створюючи надлишок негативних носіїв заряду. Поява електронів, що легко відриваються, відповідає появі в забороненій зоні донорних рівнів поблизу нижнього краю зони провідності.

Домішка, що захоплює електрон називається акцепторною.

Якщо кількість дірок значно більша кількості вільних електронів, то електропровідність кристалу буде дірковою. В такому напівпровіднику основними носіями заряду будуть дірки, а електрони – неосновні носії заряду. Напівпровідник з акцепторною домішкою називається дірковим або р – типу.

Акцепторні н/п отримуються додаванням домішки, яка легко відбирає електрони у атомів н/п, створюючи дірки. Перехід електрона з повноцінного ковалентного зв'язку в зв'язок з браком електрона відповідає появі в забороненій зоні акцепторних рівнів поблизу нижнього краю зони провідності.

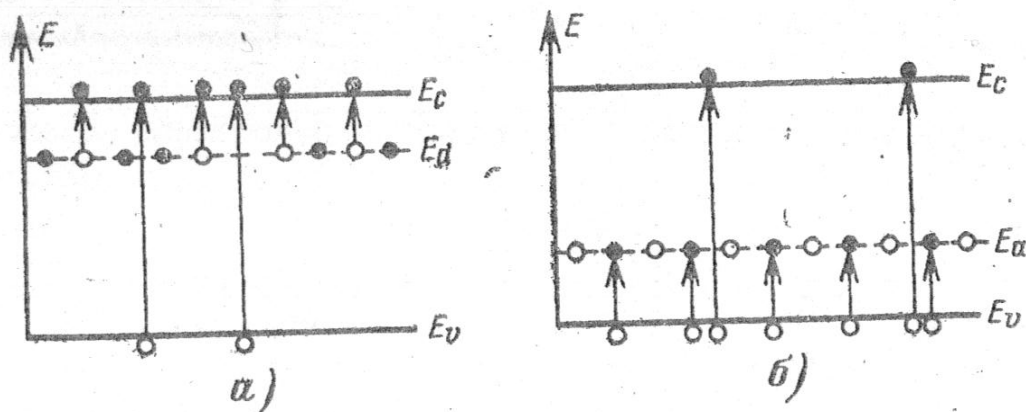


Рис. Енергетична діаграма донорного (а) і акцепторного (б) напівпровідників

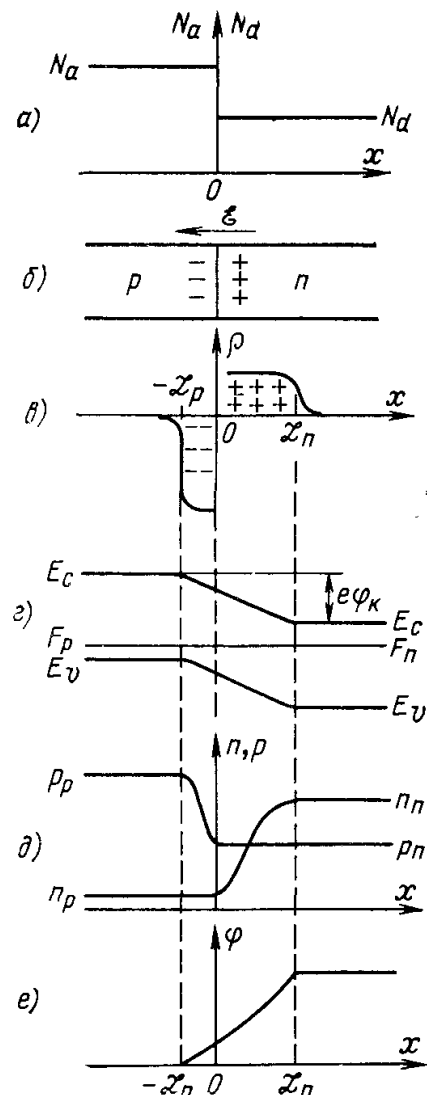
31. Електронно-дірковий перехід в рівноважному та нерівноважному стані. Вольт-амперна характеристика.

Електричний перехід між двома областями напівпровідника, одна з яких має електропровідність n - типу, а інша p -типу, називають електронно-дірковим або p - n переходом.



Нехай перехід нескінченно вузький і акцепторна область легована сильніше ніж електронна $N_A > N_D$ (рис. А). $p_p n_p = n_n p_n = n_i^2$ – для стану термодинамічної рівноваги. Де p_p, n_p – концентрації в p - області, n_n, p_n – в n області.

При контакті напівпровідників p - і n - типів починається дифузійний рух носіїв в області з протилежним знаком провідності, де концентрація зарядів даного знаку мала: електронів в дірковий напівпровідник, а дірок у електронний. Виникнення дифузійних потоків приведе до розділення зарядів, в наслідок чого виникне позитивний об'ємний заряд в n - області примикаючій до переходу, обумовлений позитивними іонами донорної домішки, і від'ємний в p - області. (рис. Б.В.) Ці об'ємні заряди в області контакту створять сильне електричне поле, направлене від n - області в p - область, яке буде перешкоджати руху електронів і дірок. В результаті утвориться рівноважний стан, який буде характеризуватися сталим рівнем Фермі для всього напівпровідника, а в області переходу, де є електричне поле, зони енергії будуть викривлені (рис. Г) Викривлення зон енергії викличе перерозподіл концентрації електронів і дірок (рис. Д). і змінить хід електростатичного потенціалу в області переходу (рис. Е)



Для переходу через контакт основні носії заряду повинні долати потенціальний бар'єр, а перехід неосновних носіїв відбувається під дією електричного поля переходу. В стані

термодинамічної рівноваги густина дифузійного струму J_{0p} , J_{0n} основних носіїв зрівноважена дрейфовим струмом неосновних J_{np} , J_{nn} і сумарний струм через перехід рівний 0.

$\frac{p_n}{p_p} = \frac{n_p}{n_n} = \exp\left(-\frac{q\varphi_c}{kT}\right)$. Контактна різниця потенціалів φ_c на р-п переході тим більша, чим сильніше леговані п- і р- області напівпровідника.

Розподіл домішок (а), розподіл зарядів і виникнення

електричного поля (б), розподіл об'ємного заряду (в), зонна структура (г), розподіл концентрації електронів і дірок (д). і зміна

Умова збереження електронейтральності (в обох областях напівпровідника, що прилягають до р-п переходу, об'ємні заряди рівні): $n_n L_n = p_p L_p$. Де $L_0 = L_p + L_n$.

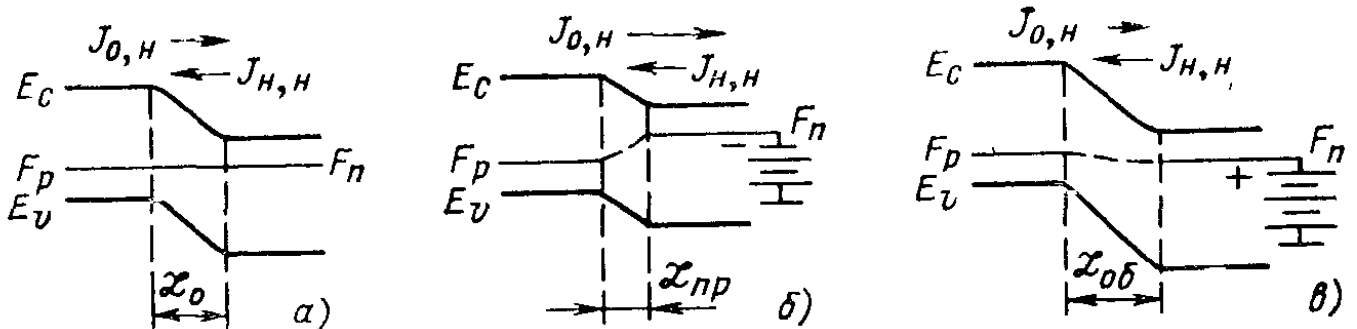
- товщина області просторового заряду.

$$L_0 = \sqrt{\frac{q}{2\varepsilon_0\varepsilon_s} \varphi_c \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}}.$$

Чим вища

ступінь легування

напівпровідника, тим менша товщина області просторового заряду L_0 .



Якщо одна з областей легована значно сильніше другої, то більша частина падіння електростатичного потенціалу приходить на високоомну область.

В області переходу має місце значне зменшення концентрації носіїв заряду. Електронно-дірковий перехід являє собою шар низької питомої провідності, який розміщений між областями високої питомої провідності, тому має властивості конденсатора. Ємність на одиницю площі називається бар'єрною ємністю.

Вольт-амперною характеристикою р-п переходу називається

Енергетична діаграма р-п переходу при термодинамічній рівновазі (а), при подачі на перехід прямого (б) і оберненого (в) зміщення.

залежність струму, що протікає через р-п перехід, від величини і полярності прикладеної напруги. Аналітичний вираз ВАХ р-п переходу має вигляд:

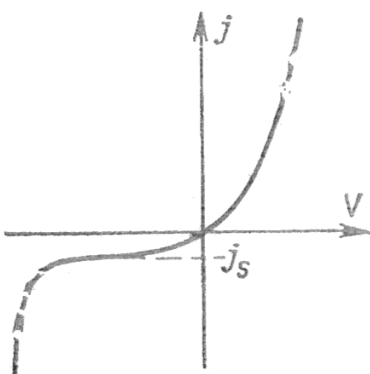
$$I = I_{обр} [\exp(q_e U / kT) - 1]$$

де $I_{обр}$ - зворотний струм насичення р-п переходу. U - напруга, прикладена до р-п переходу.

Включення, при якому до р-п переходу прикладається зовнішня напруга в протифазі з контактною різницею потенціалів, називається прямим. Практично вся зовнішня напруга прикладається до запірного шару, оскільки його опір значно більше опору іншої частини напівпровідника. Дрейфовий струм зменшується, дифузний струм різко зростає. Динамічна рівновага порушується і через р-п перехід протікає прямий струм. Оскільки контактна різниця потенціалів складає десяті долі вольта, то вже при малих ($-0,1$ В) прямих напругах висота потенціального бар'єра суттєво зменшується, що приводить до великих значень прямого струму навіть при порівняно малій напрузі. Відбувається також зменшення товщини р-п -переходу, що приводить до зменшення опору, причому наявність об'ємного заряду обумовлює нелінійну залежність між струмом і напругою. Введення в напівпровідник носіїв заряду за допомогою р-п переходу при подачі на нього прямого зміщення в область, де ці носії заряду є неосновними, називається інжекцією. При збільшенні прямого зміщення на р-п переході концентрація неосновних носіїв, що інжектуються, різко зростає, що приводить до сильного росту струму через контакт при прямому зміщенні.

Включення, при якому до р-п переходу прикладається зовнішня напруга у фазі з контактною різницею потенціалів, називається зворотним. Висота потенціального бар'єра зростає. Уже при малих зворотних напругах внаслідок зростання висоти потенціального бар'єра дифузійний струм практично стає рівним нулю. Провідність р-п — переходу обумовлена неосновними носіями заряду, а зворотний струм — де струм дрейфу. Дрейфовий струм в основному визначається тепловим рухом носіїв, внаслідок чого слабо залежить від величини зворотної напруги. Оскільки концентрація неосновних носіїв мала, то й зворотний струм значно менший від прямого. Зменшення концентрації носіїв заряду в порівнянні з рівноважною під дією оберненої напруги в приконтактній області р-п переходу називається екстракцією носіїв заряду.

При оберненому зміщенні р-п переходу струм основних носіїв заряду буде меншим, ніж в рівноважному стані, а струм неосновних носіїв заряду практично не зміниться. Тому сумарний струм через р-п перехід буде направлений від п-області до р-області і зі збільшенням оберненої напруги спочатку буде незначно зростати, а потім прагнути до деякої величини, яка називається струмом насичення. Отже, р-п перехід має нелінійну вольт-амперну характеристику.



32. Бар'єр Шотткі.

Розглянемо контакт метал - напівпровідник. У разі контакту можливі різні комбінації (р- і n-типи напівпровідника) і співвідношення термодинамічних робіт виходу з металу і напівпровідника. Залежно від цих співвідношень у області контакту можуть реалізуватися три стани. Перший стан відповідає умові плоских зон в напівпровіднику, в цьому випадку реалізується нейтральний контакт. Другий стан відповідає умові збагачення приповерхневій області напівпровідника (дірками в р-типі і електронами в n-типі), в цьому випадку реалізується омічний контакт. І, нарешті, в третьому стані приповерхнева область напівпровідника збіднена основними носіями, в цьому випадку у області контакту з боку напівпровідника формується область просторового заряду іонізованих донорів або акцепторів і реалізується блокуючий контакт, або бар'єр Шотткі.

У напівпровідникових приладах найбільше застосування одержали блокуючі контакти метал - напівпровідник або бар'єри Шотткі. Розглянемо умову виникнення бар'єру Шотткі. Струм термоелектронної емісії з поверхні будь-якого твердого тіла визначається рівнянням Річардсона:

$$j_T = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) \quad (2.29)$$

Для контакту метал - напівпровідник n-типу виберемо умову, щоб термодинамічна робота виходу з напівпровідника $\Phi_{n/p}$ була менше ніж термодинамічна робота виходу з металу Φ_{Me} . В цьому випадку згідно рівнянню (2.29) струм термоелектронної емісії з поверхні напівпровідника $j_{n/p}$ буде більший, ніж струм термоелектронної емісії з поверхні металу:

$$\Phi_{Me} > \Phi_{n/p}; \quad j_{Me} < j_{n/p}.$$

При контакті таких матеріалів в початковий момент часу струм з напівпровідника в метал перевищуватиме зворотний струм з металу в напівпровідник і в приповерхневих областях напівпровідника і металу накопичуватимуться об'ємні заряди - негативні в металі і позитивні в напівпровіднику. У області контакту виникне електричне поле, внаслідок чого відбудеться вигин енергетичних зон.

Внаслідок ефекту поля термодинамічна робота виходу на поверхні напівпровідника зросте. Цей процес проходитиме до тих пір, поки у області контакту не вирівняються струми термоелектронної емісії і відповідно значення термодинамічних робіт виходу на поверхні.

На малюнку 2.4 показані зонні діаграми різних етапів формування контакту метал - напівпровідник. В умовах рівноваги у області контакту струми термоелектронної емісії вирівнялись, внаслідок

ефекту поля виник потенційний бар'єр, висота якого рівна різниці термодинамічних робіт виходу: $\phi_k = \phi_{Me} - \phi_{n/p}$.

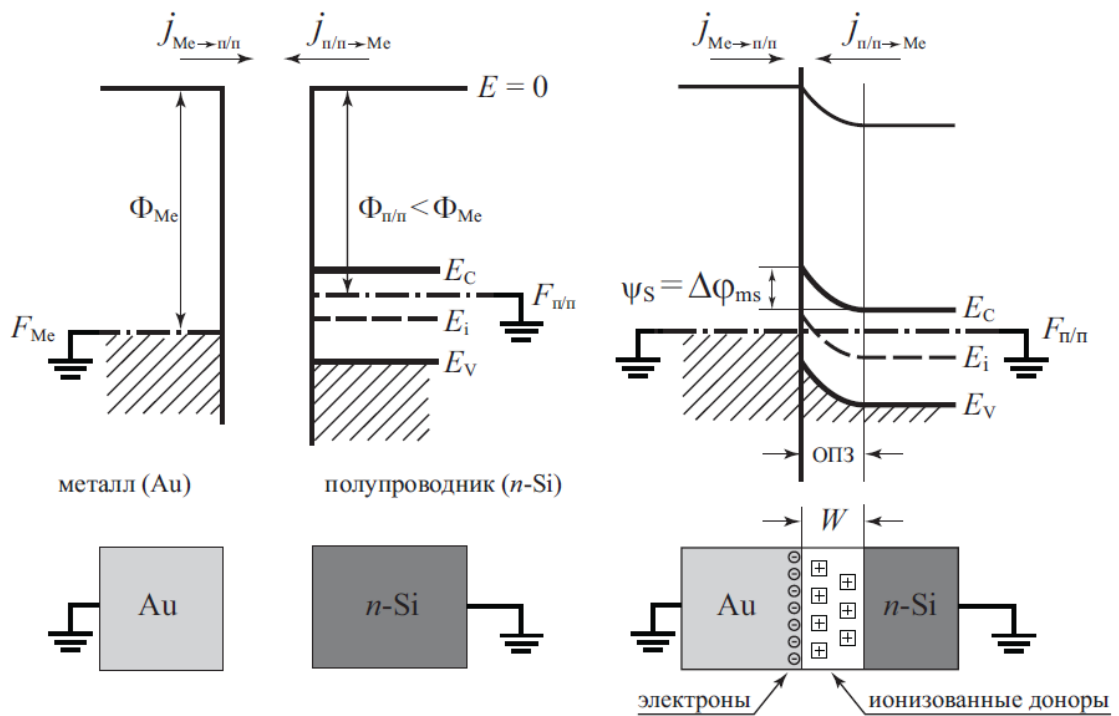


Рис. 2.4. Зонная диаграмма, иллюстрирующая образование барьера Шоттки

Для контакту металл - напівпровідник р-типу виберемо умову, щоб термодинамічна робота виходу з напівпровідника $\phi_{n/p}$ була більша, ніж термодинамічна робота виходу з металу ϕ_{Me} . В цьому випадку струм термоелектронної емісії з поверхні напівпровідника $j_{n/p}$ буде менший, ніж струм термоелектронної емісії з поверхні металу згідно рівнянню (2.29).

При контакті таких матеріалів в початковий момент часу струм з металу в напівпровідник р-типу перевищуватиме зворотний струм з напівпровідника в металу, і в приповерхневих областях напівпровідника і металу накопичуватимуться об'ємні заряди - позитивні в металі і негативні в напівпровіднику. Далі картина переходу до рівноважного стану і формування потенціального бар'єру для контакту метал-напівпровідник р-типу аналогічна розглянутій вище для контакту метал-напівпровідник n-типу.

Як змінюється зонна діаграма контакту метал-напівпровідник при прикладанні зовнішньої напруги V_g ?

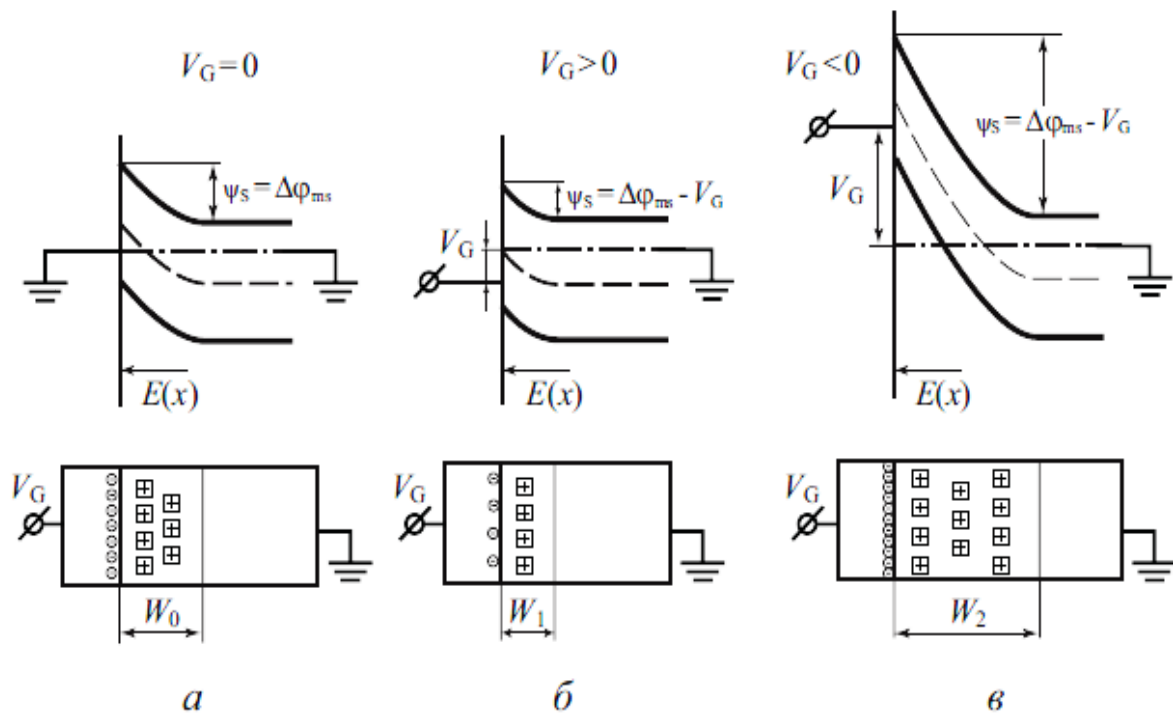


Рис. 2.5. Зонная диаграмма барьера Шоттки при различных напряжениях на затворе:

а) $V_G = 0$; б) $V_G > 0$, прямое смещение; в) $V_G < 0$, обратное смещение;

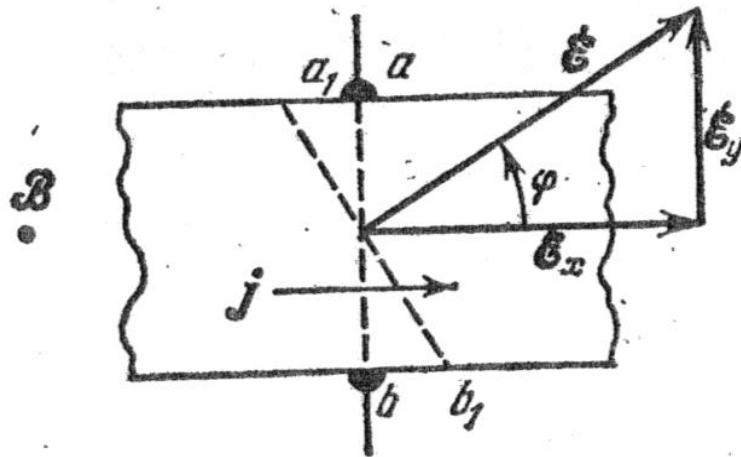
Знак поверхностного потенциала на всех зонных диаграммах – отрицательный.

На рисунках указана величина потенциального барьера (изгиба энергетических зон), соответствующая модулю значения поверхностного потенциала $\psi_s = \Delta\phi_{ms} - V_G$

З наведеного малюнку бачимо, що роль зовнішньої напруги в бар'єрі Шоткі зводиться до регулювання висоти потенціального бар'єру і величини електричного поля в області просторового заряду напівпровідника.

33. Ефект Холла.

Ефект Холла відноситься до кінетичних явищ в напівпровідниках, причиною яких є те, що електрони провідності в своєму русі переносять зв'язані з ними фізичні величини: масу, електричний заряд, енергію, в результаті чого при певних умовах виникають направлені потоки цих величин, що приводить до ряду електричних і теплових ефектів. Суть ефекту Холла полягає в тому, що в провіднику зі струмом, який поміщений в магнітне поле, з'являються електрорушійні сили і, як наслідок, виникає додаткове електричне поле. Це явище, вперше виявлене у 1879 р. американським фізиком Е.Х. Холлом на пластинці золота, і було назване ефектом Холла, або поперечним гальваноманітним явищем, оскільки тоді ще не було з'ясовано природи провідності металів.



Визначимо залежність напруженості поперечного електричного поля від

сили струму, який протікає по провіднику, індукції зовнішнього магнітного поля та розмірів пластини. Запишемо густину струму у вигляді:

$$\mathbf{j} = ne\mathbf{v}$$

де n – концентрація носіїв заряду. Звідки: $\mathbf{v} = \mathbf{j} / ne$ (6) – дрейфова швидкість електронів. Враховуючи, що $E_H = vB$ одержимо:

$$E_H = Bj/ne = BjR_H(7)$$

$R_H = \frac{1}{ne}$ (8) – постійна Холла, одержана без урахування розподілу електронів за швидкостями.

Точніший розрахунок, з урахуванням закону розподілу електронів за

швидкостями і з використанням класичної статистики, приводить до виразу

для сталої Холла:

$$R_H = 3\pi/8ne(9)$$

У разі використання статистики Фермі–Дірака одержуємо вираз (8). До напівпровідників, в яких концентрація електронів менша ніж у металах, застосовують класичну статистику, а для обчислення постійної Холла використовують формулу (9).

Постійна Холла обернено пропорційна до концентрації носіїв електричного заряду. Одиниці її вимірювання у системі СІ: $[R_H] = \text{м}^3 / \text{Кл}$

На практиці зручніше вимірювати не напруженість електричного поля E_H , а різницю потенціалів Холла U_H , що виникає між гранями металевої пластинки, та силу струму I замість густини струму j . Для цього рівняння (7) помножимо на площу поперечного перерізу пластини $S = ab$ Тоді

$$abE_H = BjSR_H = R_HBI$$

Вважаючи холлівське електричне поле в пластині однорідним, можна записати $bE_H = U_H$. Отже,

$U_H = R_HBI/a$ де a – лінійний розмір пластини у напрямку магнітного поля.

Вимірюючи знак і значення постійної Холла, можна встановити тип носіїв заряду і їх концентрацію. Одночасно вимірюючи питому електропровідність є можливість визначити цілий ряд фундаментальних характеристик напівпровідників: ступінь чистоти, енергію активації домішок і ширину забороненої зони, відношення рухливості дірок і електронів і їх ефективні маси.

Поява холлівської ЕРС використовується в більшості вимірювальних пристроїв і схем автоматики: в магнітометрах (для вимірювання індукції магнітного поля), струмомірах (для вимірювання сили струму, який протікає в кабелях), ватметрах, для перетворення постійного струму в змінний, генерації, модуляції і демодуляції електромагнітних коливань; для підсилення електричних сигналів.

Під час експериментального дослідження ефекту Холла необхідно врахувати, що із зміною напрямку магнітного поля або напрямку струму поперечна різниця потенціалів також змінює знак. За цією обставиною можна легко відрізнити ефект Холла від інших ефектів.

34. Термоелектричні явища у напівпровідниках, елементи на його основі.

Термоелектричні явища - сукупність фізичних явищ, обумовлених взаємозв'язком між тепловими і електричними процесами в металах і напівпровідниках. Термоелектричні явища широко використовуються в техніці. Термопари застосовуються для вимірювання температури, а також для прямого перетворення тепла в електрику в тих випадках, коли доцільно уникнути рухомих деталей (наприклад, у космосі). Поглинання тепла при проходженні електричного струму через контакт використовується в холодильниках, тощо.

До термоелектричних явищ відносяться: **Ефект Томсона, Ефект Пельтьє, Ефект Зеєбека.**

Ефект Томсона. Відкрито в 1867 р. Суть ефекту полягає в тому, що якщо в однорідному провіднику є градієнт температури в напрямку осі X і в тому ж напрямку протікає електричний струм густиною j , то в кожній одиниці об'єму за одиницю часу виділяється, крім тепла Джоуля j^2/σ ще додаткове тепло

$$-\alpha_T j dT/dx. \alpha_T - \text{коефіцієнт Томсона.}$$

Ефект пояснюється зміною енергії рухомих електронів при переміщенні в область з іншим температурним рівнем.

При зміні напрямку струму на зворотній тепло Томсона міняє знак: замість поглинання тепла спостерігається його виділення, і навпаки.

При наявності градієнта температури в провіднику є ще тепловий потік, обумовлений теплопровідністю речовини.

Кількість тепла, що проходить через одиницю поверхні за одиницю часу в напрямку X є $-\chi dT/dx$, де χ - коефіцієнт теплопровідності.

Якщо цей потік змінюється в просторі (в результаті зміни χ чи dT/dx), то в об'ємі провідника також виділяється тепло.

$$d/dx(\chi dT/dx).$$

В загальному випадку, коли напрям j і ∇T не співпадає, повна генерація тепла в одиниці об'єму за одиницю часу рівна

$$Q_V = j^2 / \sigma - \alpha_T(j \nabla T) + \text{div}(\chi \nabla T).$$

В стаціонарному випадку $Q_V = 0$. Тому в провіднику встановлюється такий просторовий розподіл температури, при якому тепло, що відводиться теплопровідністю, як раз дорівнює сумі тепла Джоуля і тепла Томсона.

Ефект Пельтьє. Даний ефект названий на честь французького годинникового майстра Пельтьє, що зробив своє відкриття більше півтора сторіч тому - в 1834 р. У експериментах Пельтьє було встановлено, що при проходженні електричного струму через контакт двох провідників, зроблених з різних матеріалів, крім традиційного джоульового тепла, виділяється або поглинається (залежно від напрямку струму) додаткове тепло. Кількість теплоти, що виділяється

або поглинається, пропорційно силі струму. Це явище було названо явищем Пельтьє, а додаткове тепло одержало назву тепла Пельтьє.

Кількість тепла, що виділяється на одиниці площі контакту за одиницю часу Q , рівне $Q_s = P_{12} j$.

де j - густина струму через контакт, а P_{12} - коефіцієнт Пельтьє. Він залежить від властивостей провідників, що контактують.

При зміні напрямку струму на зворотній замість виділення тепла спостерігається його поглинання і навпаки. Тобто, $P_{12} = -P_{21}$.

Причина виділення (поглинання) тепла Пельтьє полягає в тому, що середні енергії електронів E_1 і E_2 в різних провідниках 1 і 2 неоднакові, навіть якщо обидва провідники мають одну і ту ж температуру. При переході з одного провідника в другий змінюється:

1) Потенціальна енергія електрона $-e\phi$, оскільки на границі розділу є стрибок електростатичного потенціалу і тому $\phi_1 \neq \phi_2$.

2) Може змінюватись середня кінетична енергія E . Причина - не класична статистика Максвелла-Больцмана для електронів, а квантова статистика Фермі-Дірака, у відповідності до якої залежить не лише від температури, але і від концентрації електронів.

При наявності струму для підтримки температури контакту постійною від нього необхідно відводити енергію, якщо $E_1 > E_2$ (виділення тепла Пельтьє), або підводити її до контакту, коли $E_1 < E_2$ (поглинання тепла Пельтьє).

$$P_{12} = P_1 - P_2.$$

де P_1 і P_2 - коефіцієнти Пельтьє для провідника 1 і провідника 2, відповідно.

Зв'язок термоелектричних кінетичних коефіцієнтів:

$$P = \alpha T,$$

$$\alpha_T = T \alpha / dT$$

Технічне застосування:

- термоелектричні генератори невеликої потужності;
- термоелектричні охолоджуючі пристрої.

Ефект Зеебека - явище виникнення електрорушійної сили між двома контактами різних провідників, які перебувають при різній температурі.

Явище виникнення напруги в металевому бруску, кінці якого мали різну температуру, відкрив (випадково) у 1821 р. Томас Зеебек.

Ефект Зеебека виникає в колі, яке складається із двох, спаяних між собою провідників (термопарі). Один із контактів нагрівають, і тоді в колі виникає електричний струм. Різниця потенціалів (електрорушійна сила), яка виникає між контактами залежить від роду провідників контактів та від різниці температури між контактами. Її можна подати у вигляді загальної формули:

$$\mathcal{E} = f(T_1) - f(T_2), \text{ де}$$

$$T_1 > T_2$$

Похідна функції $f(T)$: $\alpha = \frac{df}{dT}$

називається коефіцієнтом термоелектрорушійної сили контакту.

Коефіцієнт термоелектрорушійної сили контакту можна подати у вигляді різниці двох величин, які характеризують матеріал провідника. $\alpha_{12} = \alpha_1 - \alpha_2$

Коефіцієнти α_i називають коефіцієнтами Зеебека або коефіцієнтами терморушійної сили речовини. Загалом ці коефіцієнти залежать від температури, й навіть можуть міняти знак при її зміні.

35. Напівпровідникові діоди, їх основні характеристики, типізація.

Напівпровідниковим діодом називається електронний прилад з двома виводами, який містить один $p-n$ перехід.

З усіх розглянутих вище властивостей $p-n$ переходу найбільш істотним, безумовно, є його одностороння провідність, яка обумовлює можливість проходження струму через діод тільки у одному напрямі. Саме ця властивість знаходить широке застосування для випрямлення електричного струму, тобто перетворення змінного струму в постійний.

Випрямляючі діоди. Для випрямлення струму використовуються германієві або кремнійові площинні діоди, у яких розміри площі $p-n$ контакту набагато більші від товщини збідненого шару і глибини, на яку здатні проникнути за рахунок дифузії інжектвані у базу неосновні носії. Значна площа контакту забезпечує можливість проходження через такі діоди досить великих струмів.

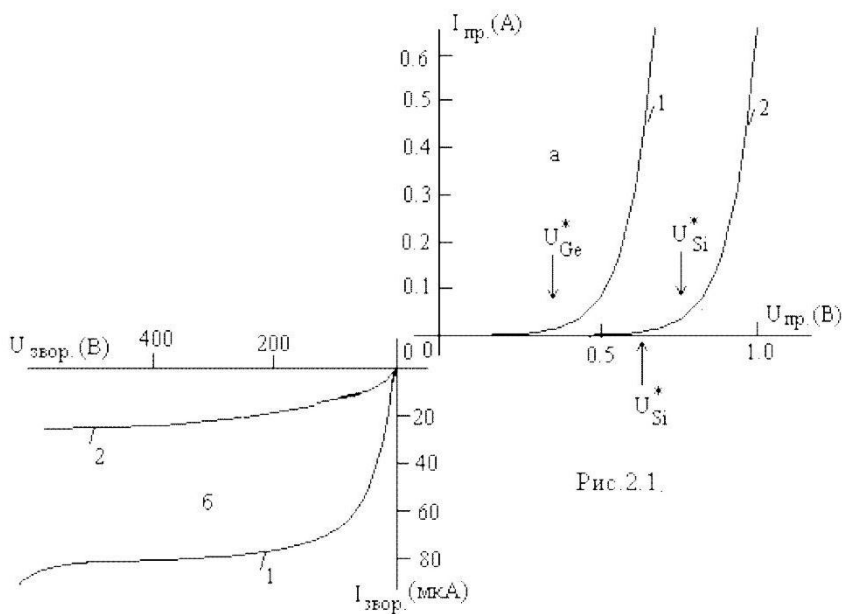


Рис. 2.1.

Типові вольт-амперні характеристики для германієвого (1) та кремнієвого (2) випрямляючих діодів зображені на рис.2.1. Області прямого та зворотного струмів і напруг зображені тут у різних масштабах.

Для германієвих діодів істотний прямий струм починається практично з напруги $U_{Ge}^* \cong 0.1 - 0.2$ В, а у кремнієвих з $U_{Si}^* \cong 0.6 - 0.7$ В. При $U > U^*$ струм швидко зростає, досягаючи номінальної величини при напрузі порядку 0.5-1.0 вольт. При напрузі $0 < U < U^*$ прямий струм, хоча і існує, але він набагато менший від номінального і його існуванням можна нехтувати. Зворотний стум у германієвих діодах на 2 - 3 порядки, а у кремнієвих на 3 - 4 порядки менший за прямий номінальний струм.

Загин вольт-амперної характеристики зворотного струму для германієвого діода вказує на наближення до режиму пробую. Максимальна зворотна напруга, яку спроможні витримати випрямляючі діоди, складає звичайно кілька сотень вольт і не перевищує 1кВ.

Германієві діоди доцільно використовувати для випрямлення сильних струмів малої напруги, тоді як кремнієві, діоди, для яких характерні порівняно великий спад напруги у прямому режимі, але більша стійкість до зворотної напруги, більш придатні для випрямлення невеликий струмів високої напруги.

Основні практичні параметри випрямляючих діодів такі:

$I_{\text{пр max}}$ - гранично допустимий середній прямий струм ²;

$U_{\text{звор max}}$ - гранично допустима зворотна напруга;

$U_{\text{пр}}$ - постійна пряма напруга на діоді при номінальній величині струму;

$I_{\text{звор max}}$ - зворотний струм при гранично допустимій зворотній напрузі;

T_{max} - гранично допустима температура навколишнього середовища.

На основі цих параметрів робиться вибір типу діода для роботи в приладах для випрямлення струму.

Діоди Шотткі На основі *p-n* переходів будується більшість випрямляючих діодів. Разом з тим все більше зростає інтерес до діодів, у яких використовується контакт металу з напівпровідником. Такий контакт був вперше вивчений німецьким фізиком Шотткі і тому дістав назву переходу Шотткі. А діоди засновані на використанні такого переходу - назву діодів Шотткі. Ось основні відмінності переходів Шотткі порівняно зі знайомими нам *p-n* переходами:

При роботі переходу Шотткі у режимі відкритої полярності у напівпровідник *не інжектуються* неосновні носії. Тому в ньому не утворюється об'ємний заряд неосновних носіїв, відсутня дифузійна ємність і отже усі пов'язані з цим інерційні ефекти. Тому інерційність діодів Шотткі визначається лише бар'єрною ємністю і набагато менша від інерційності діодів з *p-n* переходами.

Вольт-амперна характеристика переходу Шотткі для прямого струму починається практично з нуля ($U^* \cong 0$) і іде стрімко вгору. Тому спад напруги для прямого струму на переході Шотткі невеликий і складає лише декілька десятих вольта. Отже і омичне нагрівання таких переходів виявляється меншим, аніж у *p-n* переходів. До того ж оскільки один з електродів переходу Шотткі є металом, тут можна створити краще відведення тепла і працювати з великими густинами струму.

Отже по цілому ряду властивостей переходи Шотткі і побудовані на їх основі випрямляючі діоди мають певні переваги порівняно з діодами на *p-n* переходах. Але технологія виготовлення діодів Шотткі складніша, вони дорожчі і тому застосовуються лише там, де їх високі якості дійсно потрібні.

² Іноді як параметр дається і гранично допустимий імпульсний струм, який може протікати через діод протягом коротких проміжків часу.

Високочастотні діоди Однією з таких областей, де діоди Шоттки знайшли широкого застосування, є високочастотні діоди для випрямлення (детектування) сигналів з частотами вищим від 1 ГГц. Сучасні високочастотні діоди Шоттки виготовляються шляхом напилювання металевієї плівки на поверхню кристалу з арсеніду галію. Площа таких контактів для ВЧ - діодів складає лише кілька квадратних мікрометрів і бар'єрна ємність таких контактів є дуже малою. Але і величина струму, який може бути випрямлений таким контактом, також мала і не перевищує кількох міліамперів. Подібні діоди успішно працюють до частот порядку сотень ГГц, тобто аж до субміліметрового діапазону і являють єдиний спосіб обробки таких сигналів.

Стабілітрони і стабістори Для стабілізації напруг від кількох одиниць до кількох десятків вольтів використовуються спеціальні кремнієві площинні діоди, які мають назву стабілітронів або опорних діодів. Для їх роботи використовують зворотну ділянку вольт-амперної характеристики (ВАХ) при напрузі, що відповідає напрузі пробою.

На цій ділянці, починаючи з деякої напруги U_{CT} , спостерігається стрімке зростання зворотного струму. Особливість цієї ділянки ВАХ полягає в тому, що на ній диференціальний опір $r_d = \frac{dU}{dI}$, визначений як нахил характеристики до вісі ординат, набагато менший від омичного опору $R_0 = \frac{U}{I}$. У стабілітронах ця відмінність є величиною одного-двох порядків.

Варикап Як вже йшлося, при запірній полярності на границі $p-n$ переходу утворюється шар, збіднений носіями заряду, який має властивості діелектрика. Ємність утворена цим шаром, називається бар'єрною ємністю. Оскільки товщина збідненого шару залежить від прикладеної запірної напруги, з'являється можливість керувати величиною бар'єрної ємності шляхом зміни величини цієї напруги. Зазначений ефект використовують у спеціальних напівпровідникових приладах, так званих *варикапах* для створення електрично керованих ємностей.³

Загальна ємність варикапа може змінюватись у півтора-два рази при середньому значенні порядку одиниць, десятків або сотень пікофарад. Варикапи можуть використовуватися, наприклад, для електричного налаштування коливних контурів у радіоприймальних пристроях.

Тунельний діод

³ Назва варикап походить від англійських слів vary (мінюю) і capacity (ємність).

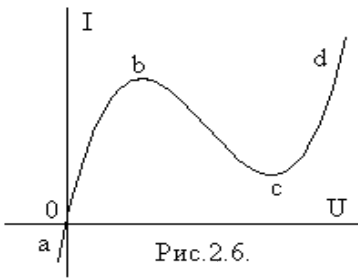


Рис.2.6.

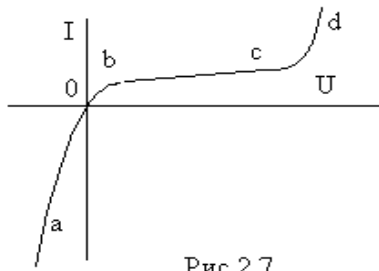


Рис.2.7.

Це напівпровідниковий діод на основі p^+-n^+ переходу з сильно легованими областями, на прямій ділянці вольт-амперної характеристики якого спостерігається п-подібна залежність струму

від напруги.

При зворотній полярності тунельний діод відкритий (ділянка ao). При прямій полярності ділянка зростання струму ob переходить у ділянку bc , де збільшення напруги супроводжується зменшенням струму. На цій ділянці диференціальна провідність тунельного діода (та його диференціальний опір) будуть від'ємними, хоча омичний опір залишається позитивним. Далі, починаючи з точки c спостерігається нове зростання струму і на ділянці cd диференціальна провідність знову стає позитивною.

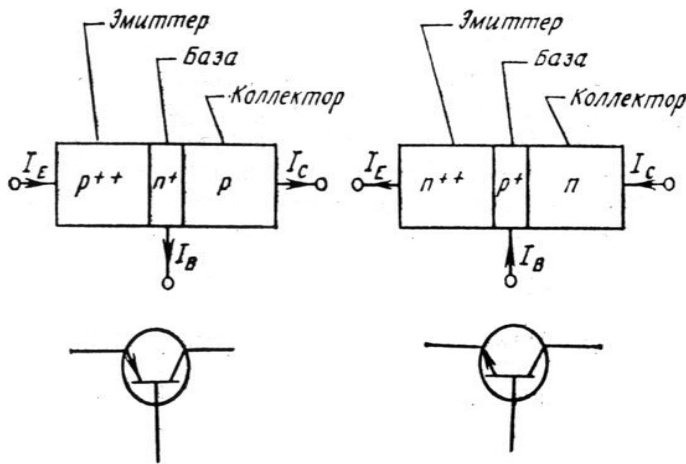
Існування режиму з від'ємним диференціальним опором є дуже цікавою властивістю тунельного діода, яка обумовлює можливість його використання для генерації високочастотних коливань.

Варіантом тунельного діода є так званий обернений діод, у якому немонотонність ходу вольтамперної характеристики при прямій полярності зведена до нуля (рис.2.7). Його ВАХ нагадує вольтамперну характеристику звичайного діода, але повернуту навколо початку координат на 180° . Відкритою полярністю для нього є зворотна, а закритою - пряма. Обернений діод може бути використаний для детектування сигналів. Як тунельний, так і обернений діоди знаходять застосування у техніці надвисоких частот.

36. Біполярні транзистори, принцип дії, основні характеристики.

Біполярний транзистор – трьохелектродний напівпровідниковий прилад. Термін «біполярний» підкреслює той факт, що принцип роботи приладу полягає у взаємодії з електричним полем частинок, що мають як позитивний, так і негативний електричний заряд.

Розрізняють два основних типи біполярних транзисторів: р-п-р і п-р-п. В транзисторі NPN типу емітер і колектор легуються донорами, а база — акцепторами. В транзисторі PNP типу — навпаки.



На рисунку наведено умовні позначення та назви елементів р-п-р і п-р-п-транзисторів.

Біполярний транзистор складається з трьох послідовно розташованих шарів напівпровідника. Середній шар називається базою, зовнішні шари – емітером і

колектором. Стрілкою вказано напрямок струму при нормальних умовах роботи, тобто при прямому зміщенні емітерного р-п-перехода і оберненому зміщенні колекторного переходу.

Дія біполярного транзистора базується на використанні двох р-п переходів між базою та емітером і базою та колектором. В області р-п переходів виникають шари просторового заряду, між якими лежить тонка нейтральна база. Якщо між базою й емітером створити напругу в прямому напрямку, то носії заряду інжектуються в базу й дифундують до колектора. Оскільки вони є неосновними носіями в базі, то легко проникають через р-п перехід між базою й колектором. База виготовляється достатньо тонкою, щоб носії заряду не встигли прорекомбінувати, створивши значний струм бази. Якщо між базою й емітером прикласти заперну напругу, то струм через ділянку колектор-емітер не протікатиме.

В залежності від того, в яких станах знаходяться переходи транзистора, розрізняють режими його роботи. Оскільки в транзисторі є 2 переходи (емітерний та колекторний), і кожен із них може знаходитись в двох станах (відкритому та закритому), розрізняють чотири режими роботи транзистора. Основним є активний режим, при якому емітерний перехід знаходиться у відкритому стані, а колекторний — в закритому. Транзистори, які працюють в активному режимі, використовуються в схемах підсилення. Окрім активного виділяють інверсний режим, при якому емітерний перехід закритий, а

колекторний — відкритий, режим насичення, при якому обидва переходи відкриті, та режим відсічки, при якому переходи закриті.

Активному режиму роботи транзистора відповідає відкритий стан емітерного переходу і закритий колекторний перехід. В цьому режимі переходи транзистора мають різну ширину: закритий колекторний перехід значно ширший ніж відкритий емітерний перехід. Окрім наскрізного потоку електронів, в структурі в активному режимі протікає інший потік, а саме, зустрічний потік дірок, що рухаються із бази в емітер. Два зустрічних потоки (дірок та електронів) відображають ефект рекомбінації в базі. Електронний потік створюється електронами, які рухаються із емітера, однак не доходять до колекторного переходу (як електрони, що створюють наскрізний потік), а рекомбінують із дірками в базі. Дірковий потік створюється дірками, що надходять із зовнішнього кола в базу для компенсації втрати дірок внаслідок рекомбінації з електронами. Вказані потоки створюють в зовнішніх колах емітера і бази додаткові складові струмів.

Інверсний режим (інверсний активний режим) роботи біполярного транзистора аналогічний активному режиму з відмінністю лише в тому, що в цьому режимі у відкритому стані знаходиться колекторний перехід, а в закритому — емітерний.

В **режимі насичення** обидва переходи транзистора знаходяться у відкритому стані. В цьому режимі електрони і з емітера, і з колектора рухаються в базу, внаслідок чого в структурі протікають два зустрічних наскрізних потоки електронів (нормальний та інверсний). Від співвідношення цих потоків залежить напрям струмів, що протікають в колах емітера та колектора. Внаслідок подвійного насичення бази, в ній накопичуються надлишкові електрони, внаслідок чого посилюється їх рекомбінація з дірками і рекомбінований струм бази є набагато вищим, ніж в активному чи інверсному режимах. У зв'язку із насиченням бази транзистора і його переходів, надлишковими носіями зарядів, опір останніх стає дуже маленьким. Тому електричні кола, що містять транзистор в режимі насичення можна вважати короткозамкненими.

В **режимі відсічки** обидва переходи транзистора знаходяться у закритому стані. Наскрізні потоки електронів в цьому режимі відсутні. Через переходи транзистора протікають потоки неосновних носіїв заряду, що створюють малі некеровані теплові струми переходів. База і переходи транзистора в режимі відсічки збіднені рухомими носіями заряду, внаслідок чого їх опір є дуже високим. Тому вважають, що транзистор в режимі відсічки розриває електричне коло. Режим насичення та відсічки використовуються при роботі транзистора в імпульсних схемах.

Існує три основні схеми включення транзисторів. При цьому один з електродів транзистора є загальною точкою входу і виходу каскаду. Треба пам'ятати, що під входом (виходом) розуміють точки, між якими діє вхідна (вихідна) змінна напруга. Основні схеми включення називаються схемами зі спільним емітером (СЕ), спільною базою (СБ) і спільним колектором (СК).

Характеристики біполярних транзисторів можна розділити на вхідні, перехідні, вихідні і характеристики керування.

Характеристики транзистора, увімкненого за схемою із спільною базою (СБ). Основні, найбільш важливі для практики співвідношення струмів та напруг в транзисторі описуються сім'єю характеристик - вхідних та вихідних. Сім'я вихідних характеристик зображає залежність колекторного струму I_K від колекторної напруги U_{KB} для ряду значень емітерного струму I_E (рис.3.5).

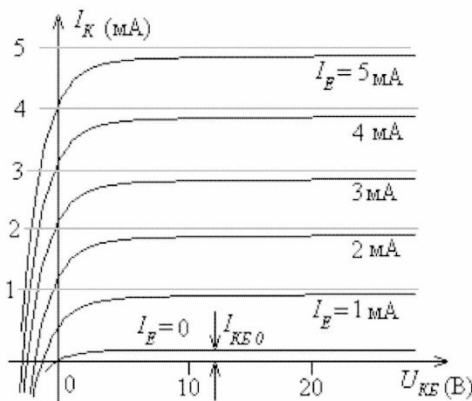


Рис.3.5.

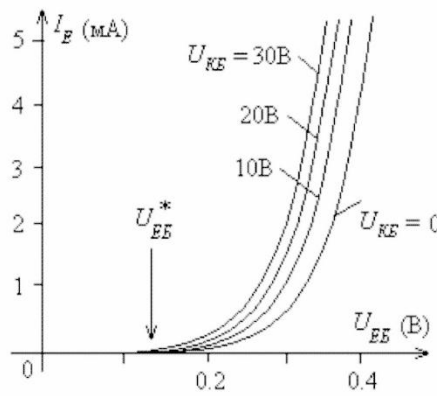


Рис.3.6.

У відсутності емітерного струму через колекторний перехід тече малий струм I_{KB0} який не залежить від напруги U_{KB} і відповідав струму I_0 на рис. При наявності емітерного струму струм

колектора майже дорівнює йому, залишаючись, однак завжди трохи меншим від I_E . З першого погляду здається ніби характеристики йдуть горизонтально, насправді ж, із збільшенням колекторної напруги, вони мають слабкий приріст. Справа в тому, що із збільшенням колекторної напруги товстішає збіднений шар на колекторному переході. Це потовщення відбувається в основному в бік, слабше легованої бази, так що ефективна товщина бази - від емітерного переходу до краю збідненого шару - дещо зменшується. Це явище зветься модуляцією товщини бази або ефектом Ерлі. В результаті цього ефекту дірки, які дифузійно рухаються в бік колектора, досягають його за менший час і частка дірок, що зазнали рекомбінації, зменшується. Наслідком є деяке зменшення базового струму і відповідне збільшення струму колектора. Через виниклу залежність

$I_K(U_{KB})$ диференціальний опір переходу $\frac{\partial U_{KB}}{\partial I_K}$ в робочій області колекторних струмів виходить хоч і великим (порядку 10^5 - 10^6 Ом), проте скінченним. Омичний опір $\frac{U_{KB}}{I_B}$ менший від диференціального -

для характеристик, зображених на рис. 3.5 омичний опір складає кілька кілоомів.

Вхідна характеристика для $U_{KB}=0$ (рис.3.6) зображає просто вольтамперну характеристику відкритого $p-n$ переходу. Починається вона не з нульового значення U_{EB} , а з деякої початкової напруги U_{EB}^* , яка дорівнює 0.1-0.2 В для германієвих транзисторів та 0,5-0,7 В для кремнієвих. Далі емітерний струм зростає майже експоненціально.

Вхідні характеристики для $U_{KB} > 0$ розташовані лівіше від нульової. Причина тому - знову ж таки модуляція товщини бази. Дійсно, із зростанням колекторної напруги та скороченням ефективної товщини бази, збільшується градієнт концентрації неосновних носіїв у базі, що спричиняє більш інтенсивне "витягування" їх на колектор. Із зростанням U_{KB} вхідні характеристики густішають, зливаючись до купи для великих U_{KB} . Ось чому в довідниках наводять звичайно дві криві: одну для $U_{KB} = 0$, а другу - граничну - для великих значень колекторної напруги; всі інші характеристики лежать між ними. Вхідний опір транзистора, увімкненого за схемою СБ - це диференціальний опір відкритого $p-n$ переходу. Вхідний опір визначається формулою (1.4) і за порядком величини знаходиться в межах одиниць або десятків Ом.

Увімкнення транзистора за схемою із спільним емітером (СЕ/)

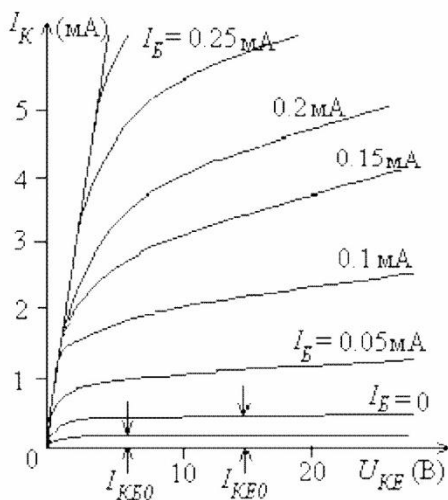


Рис. 3.11.

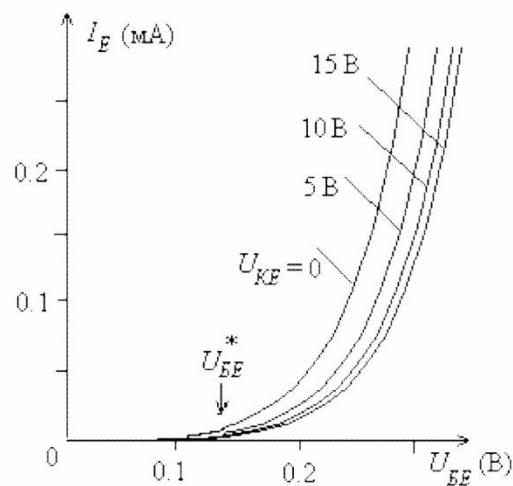


Рис. 3.12.

Хоча фізичні процеси у самому транзисторі від способу його увімкнення не змінюються, однак, вигляд вхідних та вихідних характеристик для

транзистора, що працює в режимі схеми СЕ істотно відрізняються від характеристик при роботі в режимі схеми СБ. Типовий вигляд вихідних характеристик для випадку увімкнення за схемою із спільним емітером показаний на рис.3.11.

Основні відмінності цих характеристик від вихідних характеристик схеми зі спільною базою такі:

а) Керований колекторний струм I_K значно більший від керуючого базового струму I_B .

б) При малих значеннях U_{KE} всі характеристики зливаються до купи і струм колектора стає незалежним від струму та напруги бази (втрачається керуюча дія бази). Таке відбувається в режимах, коли напруга на колекторі стає меншою від напруги на базі. Тоді колекторний перехід відкривається і нормальна робота транзистора стає неможливою. Подібний режим роботи називають *режимом насичення*.

в) В робочій частині колекторних струмів вихідні характеристики мають помітний нахил, який зростає із збільшенням I_B . Це означає, що диференціальний вихідний опір $R_{вих} = \frac{\partial U_{KE}}{\partial I_K}$ не дуже великий і має тенденцію до зниження із збільшенням I_B . Звичайно $R_{вих}$ для транзисторів, увімкнених за схемою зі спільним емітером становить $10^3 - 10^4$ Ом.

г) При $I_B = 0$ транзистор не закривається цілком колекторний струм залишається досить великим, хоч у відповідності із формулою (3.4) він повинен був би стати рівним нулю.

37. Гетеропереходи, їх класифікація, характеристики. Прилади на гетеро переходах.

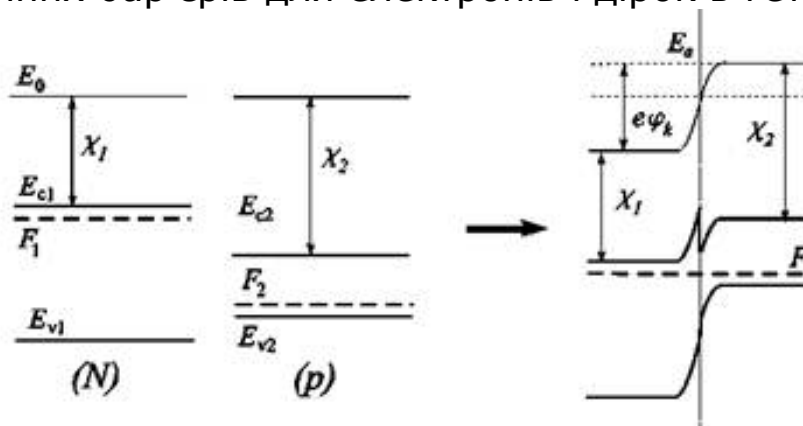
Гетеропереходом називають контакт двох напівпровідників різного виду і різного типу провідності, наприклад, pGe - nGaAs. Відмінність гетеропереходів від звичайного p-n переходу полягає в тому, що в звичайних p-n переходах використовується один і той же вид напівпровідника, наприклад, pSi - nSi.

Гетеропереходи характеризуються зміною положення й ширини забороненої зони при переході від одного напівпровідника до іншого. Оскільки в гетеропереходах використовуються різні матеріали, необхідно, щоб у цих матеріалів з високою точністю збігалися два параметра: температурний коефіцієнт розширення (ТКР) і стала ґратки. Якщо напівпровідники мають однаковий тип провідності – ізотипний гетероперехід. Якщо напівпровідники мають різний тип провідності – анізотипний гетероперехід. Найбільш поширеними матеріалами для гетеропереходів є германій Ge, арсенід галію GaAs, фосфід індію InP, чотирьохкомпонентний розчин InGaAsP.

Гетеропереходи прийнято розділяти на різкі і плавні. В різких гетеропереходах на кордоні напівпровідників відбувається розрив зон і в перехідній області є помітний об'ємний заряд. У плавних гетеропереходах з досить великою товщиною перехідною областю немає розриву зон. Наприклад, в ізотипному переході при $l_{\text{пер}} \gg l_D$ де l_D – дебаєвської довжина екранування, практично відсутній об'ємний заряд і перехідна область являє собою кристал зі змінною шириною забороненої зони E_g .

Товщина l перехідної області між однорідними напівпровідниками може змінюватися в широких межах. В найбільш різких переходах $l \approx 10 \text{ \AA}$ – кілька атомних шарів.

На Рис як приклад зображена зонна діаграма анізотипного N - p гетероперехода. З малюнка видно, що на границі виникає розрив зон. Якщо перехід плавний, то розриви відсутні. Зокрема, замість характерного "гака" спостерігається плавна зміна дна зони провідності. Відзначимо важливу обставину, показане на Рис. 9.1., – Поява потенційних бар'єрів для електронів і дірок в гетеропереході.



Ємність гетеро переходу:

$$C = \frac{\varepsilon}{4\pi d} = \frac{en_0\rho_0\varepsilon_1\varepsilon_2}{(\varepsilon_1n_0 + \varepsilon_2\rho_0)Uk}$$

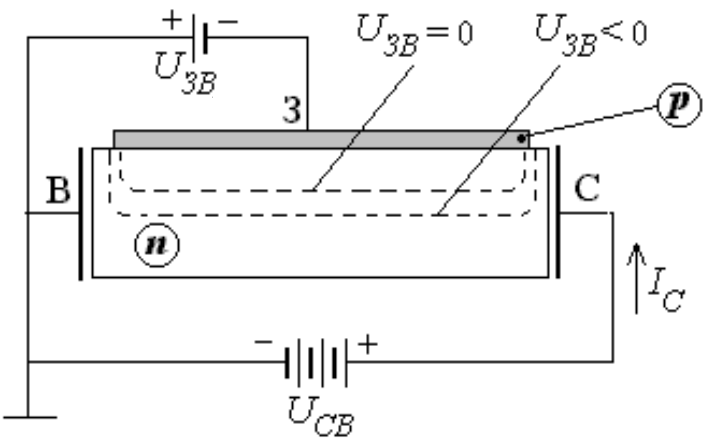
Гетеропереходи використовуються в різних напівпровідникових приладах: напівпровідникових лазерах, світлодіодах, фотоелементах, оптронах і т.д.

Інжекційний лазер являє собою напівпровідниковий двохелектродний прилад з р-п-переходом (тому часто як рівноправний використовується термін "лазерний діод»), в якому генерація когерентного випромінювання пов'язана з інжекцією носіїв заряду при протіканні прямого струму через р-п-перехід. Широке промислове поширення отримали тільки Гетеролазери, спільними рисами яких є одностороння інжекція, чітко виражений хвилевий ефект, можливість суперінжекції.

Світлодіод це напівпровідниковий діод з р-п-переходом, протікання струму через який викликає інтенсивне некогерентного випромінювання. Робота світлодіода заснована на спонтанній рекомбінаційній люмінесценції надлишкових носіїв заряду, інжектуюмих в активну область (базу) світлодіода. Як і у випадку лазерів найкраще поєднанням параметрів мають гетеросвітлодіоди на основі гетероструктур, хоча специфіка генерації некогерентного випромінювання дозволяє широко використовувати і світлодіоди на основі однорідних напівпровідників.

38. Полеві та МДН (метал-діелектрик-н/п) транзистори, їх статичні та динамічні характеристики.

Принцип дії такого транзистора легко зрозуміти з його схематичної моделі, зображеної на рис.6.1. Основною її частиною є прямокутний



зразок слаболегованого напівпровідника (у даному випадку *n*-типу), до торців якого прикладена напруга U_{CB} . В результаті руху електронів від електрода В, якій має назву *витоку*, до електрода С, який називається *стоком*, виникає

наскрізний струм $I_C = \frac{U_{CB}}{R}$. На

верхню грань зразка накладено шар напівпровідника з дірковою провідністю. Цей шар називається *затвором* і разом з *n*-областю він створює *p-n* перехід. Та напруга, затвора, при якій струм I_C припиняється, зветься запираючою напругою і позначається як U_{30} . Таким чином, з'являється можливість керування наскрізним струмом через зразок шляхом зміни затворної напруги. Це керування здійснюється електричним полем, яке існує у збідненому шарі. Тому такі транзистори мають назву *польових*. Принцип дії польових транзисторів заснований на русі носіїв одного знаку у напівпровіднику з одним типом провідності. Тому інша назва таких транзисторів - *уніполярні*. Третя їх назва - *каналні* відображає той факт, що рух носіїв тут відбувається по провідній області, яка має

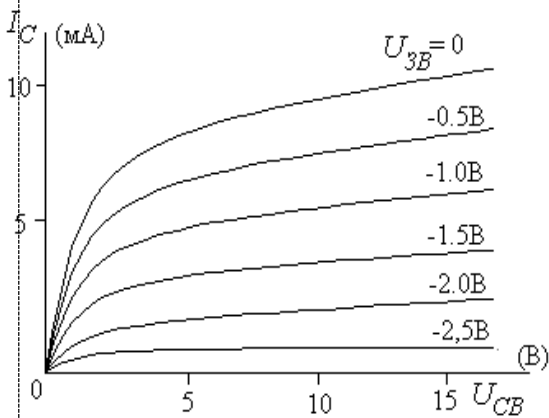


Рис.6.2.

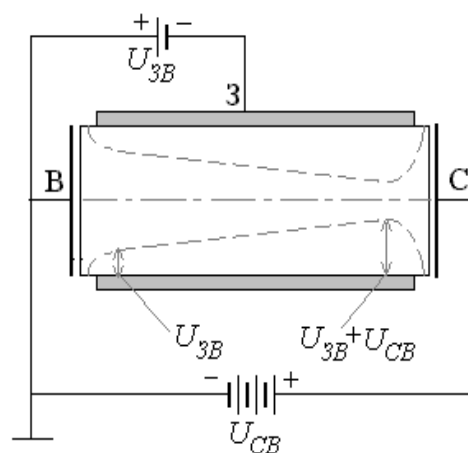


Рис.6.3.

назву каналу, переріз і провідність якого регулюються затворною напругою.

Описаний вище принцип дії польового транзистора відповідає дійсності лише

при невеликих напругах U_{CB} , які за величиною не перевищують затворні напруги. За таких режимів вихідні характеристики, які відрізняються величиною U_{3B} , утворюють "віяло" прямих ліній, що

йдуть з початку координат (рис. 6. 2). Кожна така лінія відповідає своєму значенню омичного опору каналу транзистора.

Прохідні характеристики $I_C = f(U_{3B})$ при $U_{CB} = const$ можуть бути побудовані однозначно, якщо задана сім'я вихідних характеристик. Всі вони починаються від U_{30} - запірної напруги, яка не залежить від напруги на стоку. Дальший їх хід також мало залежить від напруги U_{CB} (якщо тільки U_{CB} більше напруги насичення). Вхідні характеристики будуються лише для від'ємних значень затворної напруги, оскільки при $U_{3B} > 0$ перехід відкривається, збіднений шар щезає і керуюча дія затворної напруги втрачається.

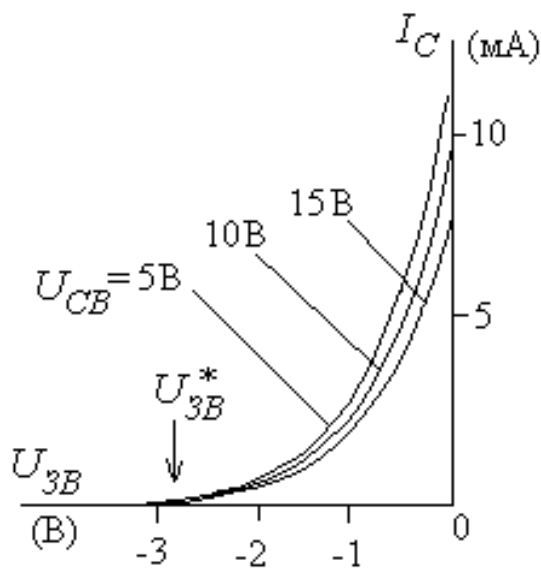


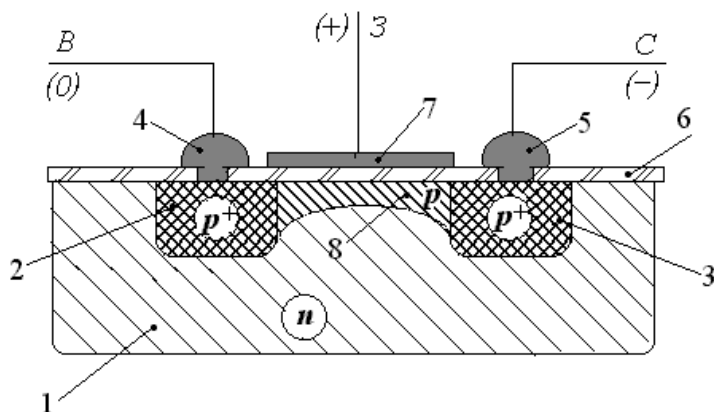
Рис.6.4.

Польові транзистори характеризуються такими параметрами:

- вихідним опором $R_i = \frac{\partial U_{CB}}{\partial I_C}$ значення якого для польових транзисторів малої потужності лежать в межах 10-100 кОм;
- крутістю $S = \frac{\partial I_C}{\partial U_{3B}}$, яка звичайно становить 1 - 10 мА/В;
- вхідним опором, який досягає $10^8 - 10^9$ Ом;
- вхідною та вихідною ємністю порядку кількох пікофарад. Частотні властивості польових транзисторів визначаються часом перезарядки бар'єрної ємності

затворного переходу. Для керування провідністю каналу зовсім не обов'язково, щоб затвор мав безпосередній контакт з матеріалом каналу. Якщо поміж ними навіть існує прошарок діелектрика, електричне поле, створюване напругою затвора, проникає у приповерхневий шар напівпровідника і може впливати на величину і розподіл концентрації наявних в ньому носіїв заряду. На цьому ефекті заснована дія польового транзистора з ізольованим затвором.

Тут на поверхні монокристала порівняно слабо легovanого електронного напівпровідника (І), який називають підкладкою, створюються дві невеликі області (2) та (3), де напівпровідник сильно легований акцепторним домішками. Умовно таку сильну легovanість прийнято позначати символом p^+ . Ці області мають



металеві виводи (4) та (5), до яких припаяні зовнішні провідники В та С. Вказані області відіграють роль витоку (В) та стоку (С) польового транзистора. Поверхня напівпровідника вкривається тонкою (порядку часток мікрону) плівкою діелектрика (б). Оскільки робоча частина подібного транзистора є чергуванням шарів металу, діелектрика та напівпровідника, його скорочено називають МДН-транзистором. Області витоку і стоку сполучені між собою тонким "містком" акцепторно-легованого напівпровідника (8), який утворює канал МДН-транзистора.

Вихідні характеристики МДН-транзисторів подібні до характеристик польових транзисторів і відрізняються лише величинами та знаками затворних напруг. МДН-транзистори характеризуються тими ж параметрами, що й польові транзистори з керуючим $p-n$ переходом: вихідним опором, крутістю, вхідною та вихідною ємністю, яка у них має той же порядок величини як і у польових транзисторів з $p-n$ переходом. Істотно відрізняються вони лише за величиною вхідного опору, який для МДН-транзисторів може досягати $10^{14} - 10^{15}$ Ом. Великий вхідний опір - перевага МДН-транзисторів. Разом з тим, це є також їх недоліком, оскільки подібні транзистори виявляються дуже чутливими до статичної електрики. Необережний дотик до затвору інструментами чи пальцями, на яких є заряд статичної електрики, може призвести до пробою тонкого шару діелектрика і ушкодженню транзистора. Тому при роботі з МДН-транзисторами потрібно завжди заземлювати як тіло працюючого, так і інструменти, якими він користується.

39. Фізичні принципи дії світловодів.

Світлодіоди – це р-n переходи, які при прямому зміщенні можуть випромінювати спонтанне випромінювання в ультрафіолетовій, видимій та інфрачервоній областях електромагнітного спектра.

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: $I(h\nu) \approx \nu \langle M \rangle^2 N_C N_V F_C(E) F_V(E)$, Де $\langle M \rangle^2$ – 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. В основі стандартної теорії оптичних міжзонних переходів лежить так зване правило **k**– відбору. Хвильовий вектор \mathbf{k}_1 , що відповідає хвильовій функції валентної зони, і хвильовий вектор \mathbf{k}_2 , що відповідає хвильовій функції зони провідності, повинні відрізнитися 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: $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$. 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 \mathbf{k} , то для збереження квазіімпульса при переходах необхідна участь фонона; ці переходи називаються «непрямими».

Світлодіоди видимої частини спектра широко застосовуються в інформаційних каналах, забезпечуючи зв'язок електронної апаратури з її користувачем. Інфрачервоні світлодіоди ефективно використовуються в оптронах і представляють собою перспективні джерела світла для волоконно-оптичних ліній зв'язку.

Принцип дії засновано на явищі люмінесценції – оптичне випромінювання (в ультрафіолетовій, видимій чи інфрачервоному областях спектра), що виникає в результаті електронного збудження матеріалу. В матеріалі з'являються спонтанні зворотні переходи

електронів, при заданій енергії збудження, із зони провідності на вільні стани в валентній зоні, що викликає випромінення фотонів.

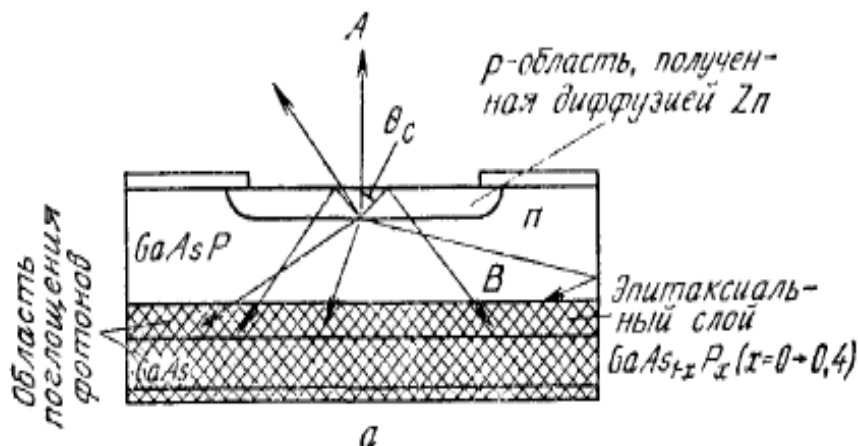
При заданій енергії збудження протікають конкуруючі безвипромінювальні процеси. Квантова ефективність люмінесценції визначається як відношення числа збуджених носіїв, що дають внесок в випромінення, до повного числа носіїв, що беруть участь в рекомбінації, і може бути виражена через сталі життя:

$$\eta_q = \frac{R_\tau}{R} = \frac{\tau_{nr}}{(\tau_{nr} + \tau_r)}, \text{ де } \tau_r \text{ та } \tau_{nr} - \text{ сталі життя випромінювальної та}$$

безвипромінювальної рекомбінації відповідно, а R_τ , R - швидкості випромінювальної та повної рекомбінації.

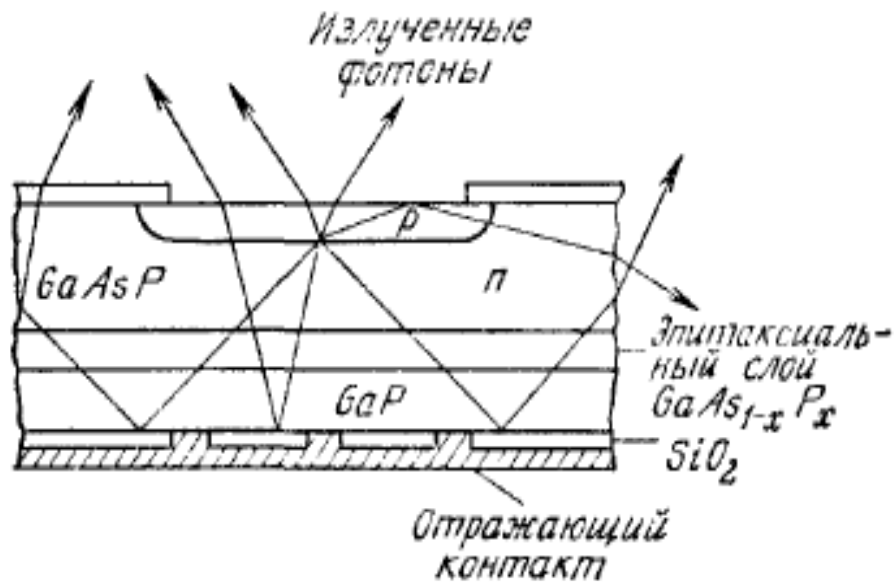
Для н/п шарів р-типу: $R = \frac{(n - n_0)}{\tau}$, де n_0 - концентрація електронів в стані теплової рівноваги, а n - електронна концентрація при оптичному збудженні. Електролюмінесценція зазвичай має місце в звуковому діапазоні. Найбільш важливим методом збудження електролюмінесценції є інжекційний. При прямому зміщенні на р-п переході інжекція неосновних носіїв через перехід може призвести до дуже ефективної рекомбінації, так як в цьому випадку електрична енергія безпосередньо перетворюється в фотони.

В прямозонних матеріалах процес випромінювальної рекомбінації є домінуючим. В той же час в матеріалах, в яких заборонена зона непряма, імовірність міжзонних переходів дуже мала. Тому для посилення випромінювальних процесів в непрямо зонних н/п спеціально створюють рекомбінаційні центри, наприклад шляхом впровадження спеціальних домішок. Серед світлодіодних структур основною являється структура з плоскою геометрією.



Прямо озонні світлодіоди (червоне випромінення)

112

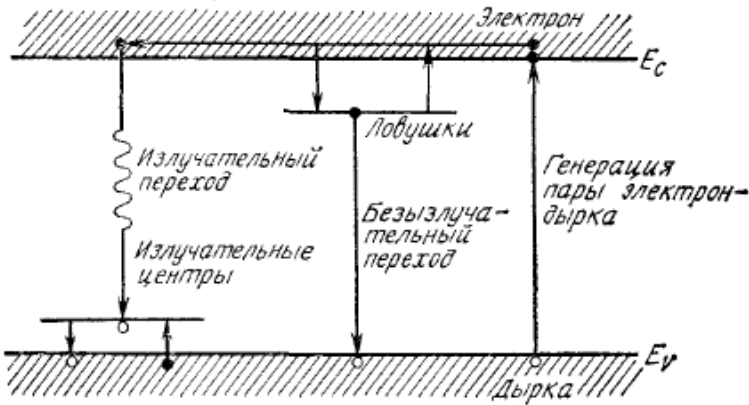


Непрямозонні (оранжеве, жовте та зелене випромінення)

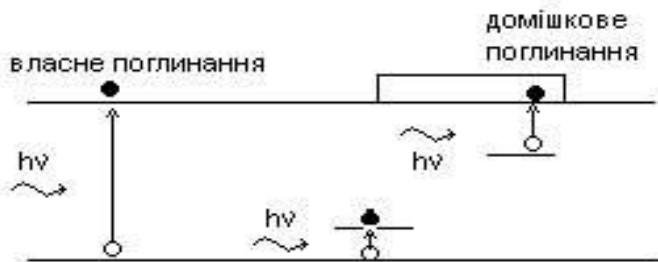
Зменшення кількості випромінювальних фотонів обумовлено поглинанням в матеріалі, втрати за рахунок відбивання та повного внутрішнього відбиття. Для збільшення ефективності використовують іншу геометрію: сферичну та параболічну.

40. Принципи дії та основні особливості фотодетектуючих напівпровідникових пристроїв, їх типи.

Фотодетектори – це н/п прилади, які можуть детектувати сигнали внаслідок протікаючи в них електронних процесів. В загальному випадку в фотодетекторі протікають 3 основні процеси: 1. генерація носіїв під дією зовнішнього випромінювання; 2. перенос носіїв та їх зростання за рахунок різних механізмів підсилення струму, який є характерним для даного н/п; 3. взаємодія струму із зовнішнім полем, що забезпечує отримання вихідного сигналу.



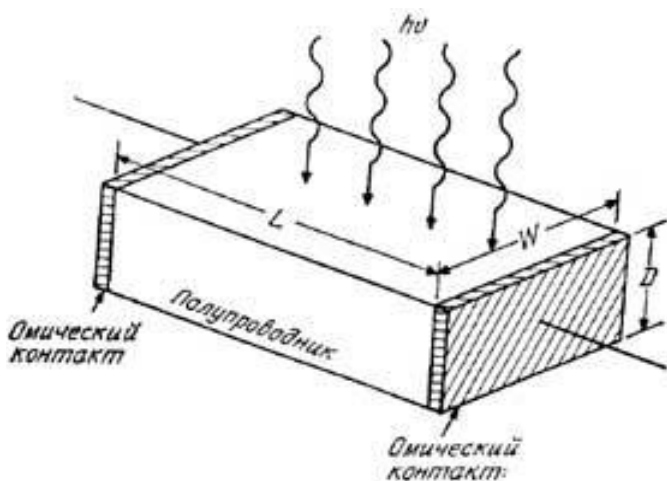
Фотодетектори відіграють значну роль у волоконнооптичних системах зв'язку ближнього ІЧ-діапазону (0,8-1,6мкм). Вони детектують оптичні сигнали, тобто перетворюють інтенсивності випромінювання в симетричні коливання, які відповідним чином підсилюються і оброблюються. Фотодетектори повинні мати високу чутливість у робочому діапазоні довжин хвиль, високу швидкодію і низький рівень шумів.



Типи: фоторезистори, фотодіоди.

Фоторезистор – це пластина н/п (монолітна або плівкова), на протилежних кінцях якої створені омичні контакти.

При падінні випромінювання на поверхню фоторезистора в ньому генеруються носії внаслідок збудження або міжзонних переходів (власне збудження) або переходів за участю енергетичних рівнів у забороненій зоні (домішкове збудження), що призводить до зростання провідності.



Процес власного збудження і домішкового фото збудження показані на цьому рисунку:

Провідність власних фото резисторів описується формулою: $\sigma = g(\mu_n n + \mu_p p)$, а значення провідності під дією світла пов'язане із зростанням кількості носіїв.

Довгохвильова межа фотопровідності визначається співвідношенням: $\lambda_c = \frac{hc}{E_g} = \frac{1.24}{E_g (eV)}$, де λ_c - довжина хвилі, яка відповідає ширині забороненої зони випромінення з довжинами хвиль меншими ніж λ_c , поширюється в н/п з утворенням електронно-діркових пар.

Робота фотодетекторів і фоторезисторів характеризується 3 параметрами: квантовою ефективністю чи підсиленням, часом фотовідгуку, чутливістю.

У фотодіоді є збіднена зона н/п з сильним електричним полем, у якому відбувається розділення електронно-діркових пар, збуджених під дією світла. Для роботи фотодіода на високих частотах необхідно забезпечити малі тривалості прольоту, тому збіднена область має бути тонкою. З іншої сторони для збільшення квантової ефективності (число фотозгенерованих електронно-діркових пар, віднесене до числа падаючих фотонів) збіднений шар має бути досить товстими, щоб забезпечити поглинання більшої частки падаючого випромінення. Таким чином існує взаємозв'язок між швидкодією і квантової ефективністю. В роботі фотодіода визначальну роль відіграє тип випромінення, зосереджене у вузькому інтервалі довжин хвиль в центрі оптичного діапазону.

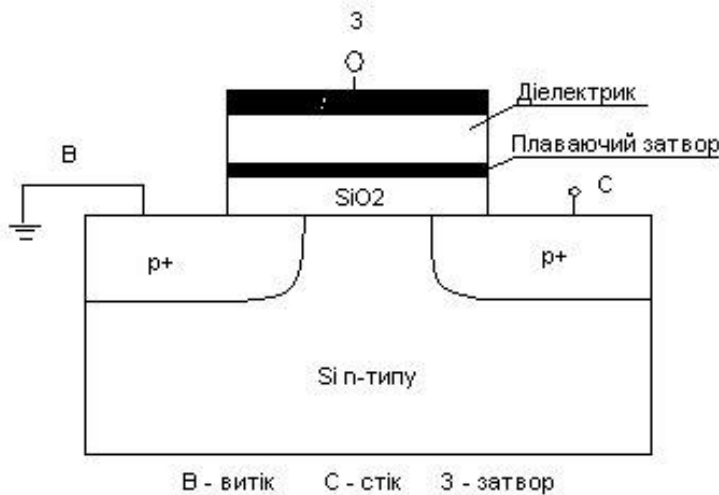
Квантова ефективність $\eta = \frac{\left(\frac{I_p}{q} \right)}{\frac{P_{opt}}{h\nu}}$. I_p - фотострум, обумовлений поглинанням падаючого оптичного випромінювання з потужністю P_{opt} і довж. хвиль λ (що відповідає енергії фотона $h\nu$). Чутливість

$R = \frac{I_p}{P_{opt}} = \frac{\eta q}{h\nu} = \frac{\eta \lambda}{1.24}$. Таким чином для даної квантової ефективності чутливість лінійно росте з ростом λ .

41. Енергонезалежні елементи пам'яті.

Енергонезалежні елементи пам'яті – різновид МОН-транзистора, що здатен зберігати протягом довгого часу заряд, що був захоплений на плаваючий затвор чи в підзатворний діелектрик.

На кремнієву підкладку n-типу, покриту тонким шаром SiO₂, наноситься металевий електрод (плаваючий затвор), який відокремлюється від зовнішнього електрода такого ж типу товстим шаром діелектрика. При подачі великої позитивної напруги на затвор, що забезпечує велику напруженість поля (Eg₁) в шарі SiO₂, від підкладки до плаваючого затвору потече помітний струм електронів. Густина струму через SiO₂ > густини струму через діелектрик → на плаваючому затворі накопичується електрони, зменшуючи напруженість поля в першому



діелектику. Після зняття напруженості накопичений на плаваючому затворі заряд може зберігатися довгий час.

За час t_{zi} (тривалість імпульсу запису інформації) на плаваючому затворі накопичується заряд електронів:

$$q(t_{zi}) = \int_0^{t_{zi}} [j_1(Eg_1) - j_2(Eg_2)] dt,$$

J_1 - густина струму через шар SiO₂, j_2 - густина струму через товстий шар діелектрика, Eg_1 - напруженість поля в SiO₂, Eg_2 - напруженість поля в товстому шарі діелектрика.

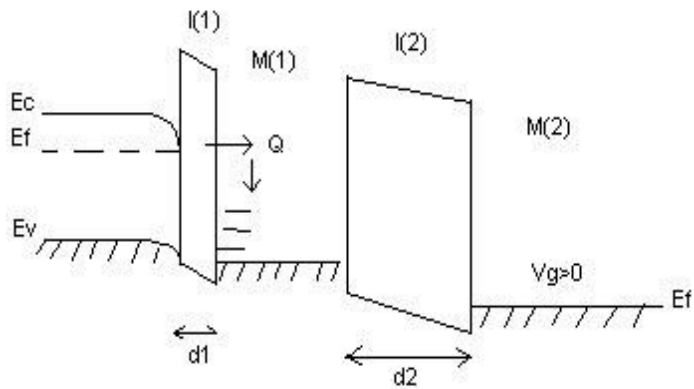
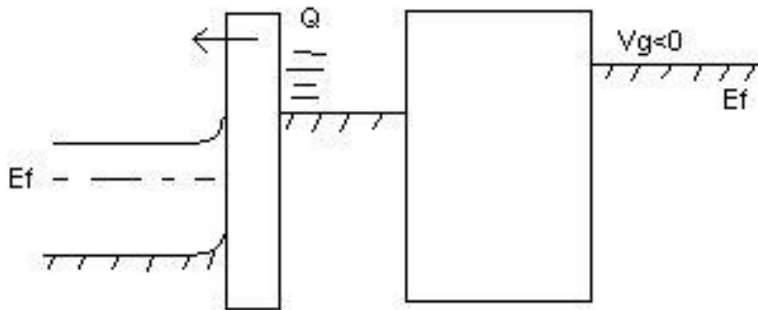
Зчитування інформації, тобто визначити в якому стані знаходиться МОН-транзистор (з вихідним значенням V_{j0} чи з підвищеним), можна здійснити вимірюючи провідність каналу при малій напруженості на стоці. Стирання інформації, тобто ліквідування заряду, що зберігати на плаваючому затворі, здійснюється поданням імпульсу напруги протилежної полярності (в порівнянні з імпульсом запису) на затвор.

Заряд, що накоплюється на плаваючому затворі, здвигає порогове значення структури на величину $\Delta V_T = -\frac{d_2}{\epsilon_2} q$, ϵ_2 - діелектрична проникність товстого шару діелектрика, d_2 - його товщина.

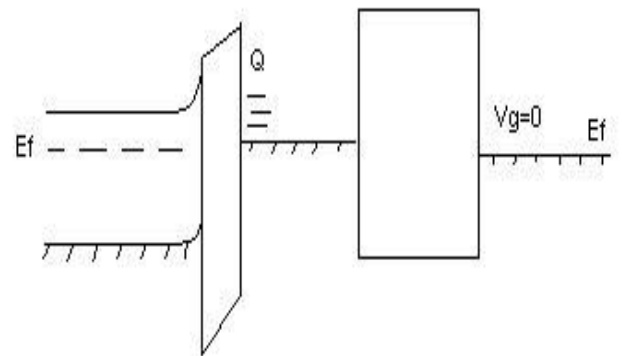
Зонні діаграми:

I – діелектрик M – металевий електрод.

Розрядження плаваючого затвора



Зарядка



Зберігання заряду

42. Сучасний стан та перспективи розвитку напівпровідникової електроніки. Нанoeлектроніка.

Розвиток сучасної радіoeлектроніки та електронної техніки характеризується ускладненням вимог і задач, котрі повинні розв'язуватись за допомогою радіоапаратури.

Це призводить до суттєвого збільшення кількості елементів апаратури. Сучасна апаратура складається з десятків мільйонів елементів. І на сьогоднішній день залишається актуальною ідея зменшення об'єму та ваги радіoeлектронної апаратури при збереженні її надійності, підвищенні функціональних можливостей та зменшення собівартості. Підвищення надійності та ускладнення функціональних особливостей потребує збільшення кількості елементів шляхом дублювання або ще більшим ускладненням апаратури. Для зменшення собівартості необхідно велику кількість елементів розмістити в малому об'ємі, що в свою чергу потребує створення нової групової технології виготовлення, ефективного відводу тепла, бо кожний елемент схеми під час роботи виділяє певну кількість тепла.

При розгляді сучасного стану напівпровідникової електроніки краще говорити про напівпровідникову мікroeлектроніку. Напівпровідниковою МЕ називається МЕ, в якій використовуються напівпровідникові ІМС, в яких усі елементи і міжз'єднання, виконані в об'ємі (або на поверхні) напівпровідника. Основні напрямки напівпровідникової мікroeлектроніки: напівпровідникові надградки, тунельно-резонансні структури, квантові точки, одно-електроніка, штучні атоми.

Нанoeлектроніка є наступним етапом у розв'язку проблем, що виникли в процесі розвитку мікroeлектроніки. В нанoeлектроніці використовуються нові діапазони частот, зокрема, оптичний, квантові особливості транспорту носіїв, зокрема, квантові розмірні ефекти, резонансне тунелювання, одноелектронні процеси, балістичні особливості руху носіїв заряду тощо. Це дає можливість розробляти технологію виготовлення наноструктур, яка дозволяє зменшити розмір елемента і збільшити ступінь інтеграції (логарифм кількості елементів на кристалі в інтегральній мікросхемі).

ТЕХНІКА ТА
ЕЛЕКТРОНІКА НВЧ

43. Хвильове рівняння, випадок поперечно-обмеженої системи.

Рівняння Максвелла 2-ого порядку описують всі електромагнітні явища

$$(*) \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \\ \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{div} \vec{D} = 4\pi\rho \\ \operatorname{div} \vec{B} = 0 \end{array} \right. \quad (1) \text{де } \vec{j} - \text{ густина струму, } \vec{E} - \text{ напруженість ЕП, } \vec{H} - \text{ напруженість МП, } \vec{B} - \text{ індукція МП, } \vec{D} - \text{ індукція ЕП, } \rho - \text{ густина заряду}$$

Хвильове рівняння:

$$\Delta U + k^2 \epsilon \mu U = 0; \text{ де } U = \{H_x, H_y, \dots, E_z\} \quad (2)$$

Із двох перших рівнянь Максвелла (1) можна вивести хвильове рівняння із врахуванням часової компоненти. Візьмемо ротор від обох частин першого рівняння (1), а потім підставимо в нього значення для $\operatorname{rot} \vec{E}$ із другого рівняння (1):

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} = \operatorname{rot} \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \operatorname{rot} \vec{j} \quad (3)$$

$$\Delta \vec{H} = -\frac{\epsilon}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\operatorname{rot} \vec{E}) \quad (4)$$

$$\Delta \vec{H} = \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) \quad (5)$$

$$\Delta \vec{H} - \frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = 0 \quad (6) - \text{ хвильове рівняння для просторової і часової компоненти}$$

компоненти

Порівняємо це із хвильовим рівнянням лише для просторової компоненти (2):

$$\Delta H + k^2 \epsilon \mu H = 0 \quad (7)$$

$$-\frac{\epsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = k^2 \epsilon \mu \vec{H} \quad \text{Підставимо } \vec{H} = \vec{H}(r) \exp(i\omega t)$$

$$-\frac{\omega^2 \epsilon \mu}{c^2} \vec{H}(r) \exp(i\omega t) = k^2 \epsilon \mu \vec{H}(r) \exp(i\omega t)$$

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$$

(другу частину питання не на 100%, але мабуть мається на увазі що розглядаються хвилі вздовж однієї осі, або те, що в

поперечно-обмеженій системі виникають стоячі хвилі вздовж цього напрямку)

У плоскій хвилі на хвильовому фронті амплітуда і фаза однакова.

Нехай хвиля розповсюджується в напрямку z , то $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$. Отримаємо

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + k^2 E_x = 0 \quad (\text{з } \Delta E_x + k^2 E_x = 0).$$

Розв'язок отриманого рівняння осцилятора: $E_x = C_1 e^{-ikz} + C_2 e^{ikz}$.

Перейдемо до справжньої компоненти поля: $E_x^{cnp} = \text{Re}(E_x e^{i\omega t}) = \text{Re}(C_1 e^{-ikz} e^{i\omega t}) = C_1 \cos(\omega t - kz)$ де $\omega t - kz = \text{Const}$ - рівняння хвильового фронту (фаза = Const). Цей фронт

розповсюджується зліва направо. Якби ми взяли замість $C_1 e^{-ikz}$ компоненту $C_2 e^{ikz}$, то одержали б $\omega t + kz = \text{Const}$ - фронт, що рухається справа наліво. Стояча хвиля - це суперпозиція цих двох компонент.

Розглянемо $\text{rot} \vec{E} = -ik\mu \vec{H}_0$.

$$\begin{vmatrix} i & j & k \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & 0 & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} i & j & k \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & 0 & 0 \end{vmatrix} = j \frac{\partial E_x}{\partial z} = -ik\mu \vec{H} = j(-ik\mu H_y)$$

$$-ik\mu H_y = C_1(-iK)E_x; \quad H_y = E_x \frac{K}{k\mu}, \text{ тобто маємо дійсно праву трійку}$$

$$\vec{E}, \vec{H}, \vec{k}. \text{ Оскільки } K = k\sqrt{\epsilon\mu}, \text{ то } E_x = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} H_y, \frac{E_x}{H_y} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = \rho (*).$$

Таким чином у плоскій хвилі E і H залежні величини: якщо одне з них задане, то друге визначається лише середовищем (див. *). Це в СГСЕ, в інших системах по іншому. Наприклад, в СІ у вакуумі

$$\frac{E_x}{H_y} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \text{ (Ом)} - \text{опір вільного простору (хвильовий опір простору)}.$$

44. Прямокутний металевий хвилевід. Структура мод.

Прямокутний хвилевід – це металева труба прямокутного поперечного перерізу, заповнена, як правило, лінійним однорідним ізотропним діелектриком, наприклад,

сухим повітрям. В середині металевого проводу не може бути електростатичних полів. Можуть бути лише E, H-хвилі. Наприклад, рівняння для H-хвилі: $\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)H_z = 0$. Граничні умови:

$$H_y|_{y=0,b} = 0; E_y|_{x=0,a} = 0; E_x|_{y=0,b} = 0; \text{ Нехай } H_z = H(x)Y(y); \text{ тоді}$$

$$Y \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + X \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + (k^2 - \beta^2)XY = 0; \quad X''Y + Y''X + g^2 XY = 0 \quad | : XY; \quad \frac{X''}{X} + \frac{Y''}{Y} = -g^2; \quad \frac{X''}{X} = -g_x^2;$$

$$\frac{Y''}{Y} = -g_y^2 \Rightarrow g_x^2 + g_y^2 = g^2.$$

$$X = A \cdot \text{Cos}g_x x + B \cdot \text{Sin}g_x x; Y = C \cdot \text{Cos}g_y y + D \cdot \text{Sin}g_y y \quad \text{таким чином}$$

$$H_z = (A \cdot \text{Cos}g_x x + B \cdot \text{Sin}g_x x)(C \cdot \text{Cos}g_y y + D \cdot \text{Sin}g_y y). \quad -g^2 E_y = i\beta \frac{\partial E_z}{\partial y} - ik \frac{\partial H_z}{\partial x}.$$

$$\text{Тут } E_z = 0; \quad \text{звідси } \left. \frac{\partial H_z}{\partial x} \right|_{x=0} = 0. \quad \text{Аналогічно } \left. \frac{\partial H_z}{\partial y} \right|_{y=b} = 0.$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = (-g_x A \cdot \text{Cos}g_x x + g_x B \cdot \text{Sin}g_x x)(C \cdot \text{Cos}g_y y + D \cdot \text{Sin}g_y y)$$

$$x = 0: Bg_x(\dots) = 0 \Rightarrow B = 0 \text{ за симетрією } D = 0.$$

$$x = a: -Ag_x \text{Sin}g_x a(\dots) = 0 \text{ отже } H_z = A' \text{Cos}g_x x \cdot \text{Cos}g_y y.$$

$$\left. \frac{\partial H_z}{\partial y} \right|_{y=b} = A' \text{Cos}g_x x (-g_y \text{Sin}g_y b) = 0 \Rightarrow g_y = \frac{\pi m}{b}; g_x = \frac{\pi n}{a}.$$

$$\text{Розв'язок: } H_z = A \cdot \text{Cos} \frac{m\pi}{a} x \cdot \text{Cos} \frac{n\pi}{b} y \cdot e^{-i\beta z}; \text{ де } \beta = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi m}{b}\right)^2 - \left(\frac{\pi n}{a}\right)^2}, \text{ можна}$$

також знайти E_x, E_y, H_x, H_y , але $E_z = 0$.

Ця задача в частинних похідних має безліч розв'язків H_z^{mn} . Загальна хвиля буде $H_z = \sum_{m,n} H_z^{mn}$. Розглянемо один з розв'язків: $m=1, n=0$ - це

$$\text{хвиля } H_z^{10} \rightarrow H_{10}.$$

$$\text{Отримаємо } H_z^{H_{10}} = \text{Cos} \frac{\pi}{a} x \cdot e^{-i\beta z}.$$

$$H_x^{H_{10}} = i \frac{\lambda_{кр}}{\lambda_{хв}} \sin \frac{\pi}{a} x \cdot e^{-i\beta z}$$

$$E_y^{H_{10}} = i \frac{\lambda_{кр}}{\lambda_{хв}} \sin \frac{\pi}{a} x \cdot e^{-i\beta z}$$

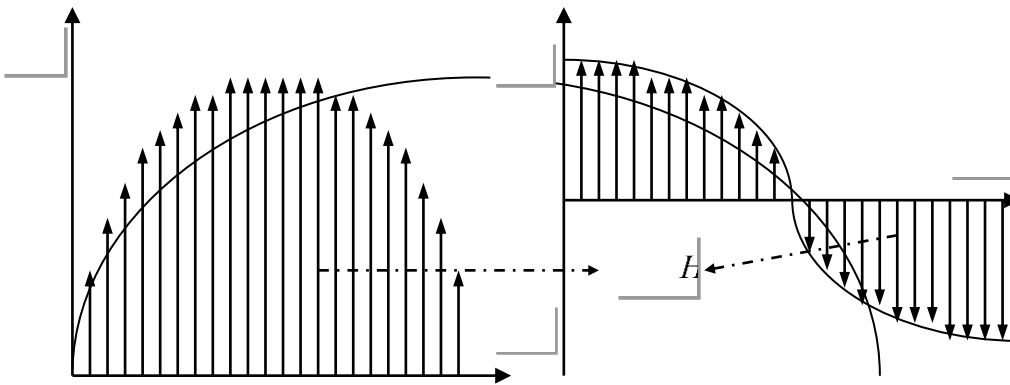
Інші компоненти:

$$H_y^{H_{10}} = E_x^{H_{10}} = E_z = 0$$

, тут $\lambda_{кр} = 2a$. Інші

компоненти, это Мелков на лекции выводил зависимости их всех от H_z . Это типа из таблицы берут.

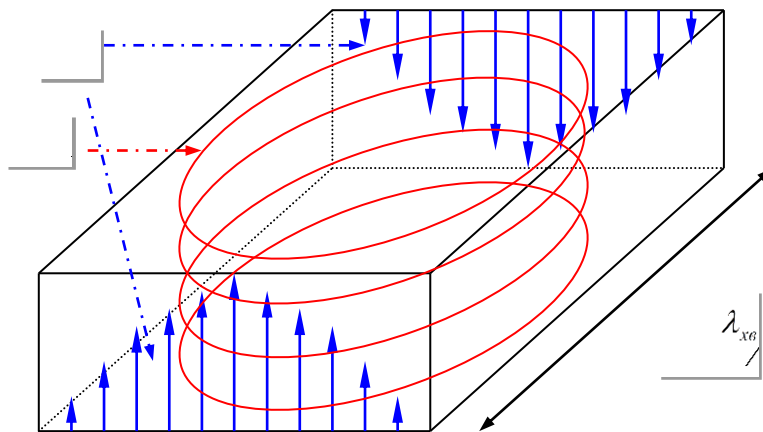
У хвилеводі будуть розповсюджуватися хвилі з $\lambda < 2a$.



Визначимо фізичний зміст індексів: розглянемо E_y . $m=1$ - по x одна півхвиля. Таким чином, перший індекс m означає скільки варіацій

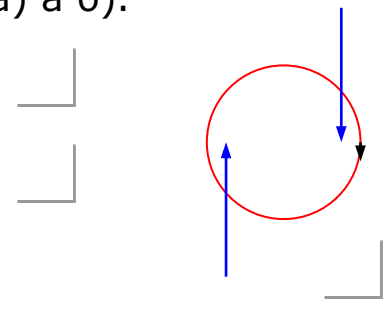
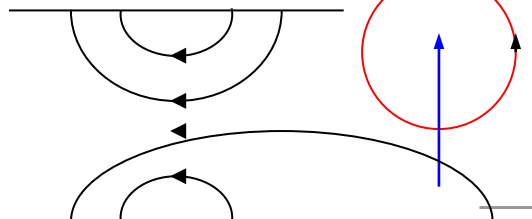
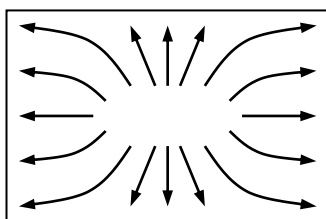
має поле в напрямку x . Другий індекс n - вздовж y .

Розглянемо типову картину полів у хвильоводі для H_{10} :



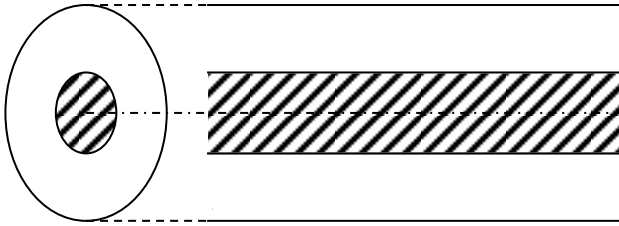
Оскільки хвиля рухається з певною швидкістю, H зсунута в часі на $T/4$ (в формулі це $i = \sqrt{-1}$), тому маємо картину не а) а б).

Для хвилі E_{11} :



Для хвилі E_{10} завдяки граничним умовам на стінках $E_z = 0$, а по певній координаті (там, де індекс = 0) це поле однорідне, тоді $E = 0$ буде всюди, тобто цієї хвилі не буде.

45. Коаксіальна лінія



Тут можуть розповсюджуватись хвилі Т (бо тут можна утворити конденсатор), ТЕ, ТМ. $\Delta_{\perp}\Psi = 0, \Delta_{\perp}U = 0, \Delta_{\perp}E_{\rho} = 0.$

$$\Delta_{\perp}H_z + (k^2 - \beta^2)H_z = 0 - TE$$

$$\Delta_{\perp}E_z + (k^2 - \beta^2)E_z = 0 - TM'$$

Розглянемо хвилю Т. Нам необхідно розв'язати рівняння $\Delta_{\perp}U = 0.$ Зробимо це методом конформних відображень. Його можна застосувати для аналітичних функцій (тих, що задовольняють рівнянню Лапласа), яким і є поле Т-хвиль.

Для того, щоб скористатись методом КВ, необхідно:

Знайти відображення, яке переводить нашу область, де існує ЕМ – поле, у плоский конденсатор;

Розв'язати рівняння Лапласа у плоскому конденсаторі;

Зворотнім конформним перетворенням знов перейти в нашу область – це і буде розв'язок задачі:

Метод конформних відображень

можна

застосувати для Т – хвилі, бо вона є розв'язком

рівняння

Лапласа: $\Delta U = 0,$

$\nabla_{\perp}^2 U = 0.$ Доведемо,

що відображення

$$z' = k \ln z$$

перетворює

$$z' = x' + iy',$$

циліндричний конденсатор в плоский:

$$z' = k \ln(x + iy) = k \ln(\rho e^{i\varphi}) = k \ln \rho + ki\varphi, \text{ тобто } x' = k \ln \rho, \quad y' = k\varphi. \text{ Таким}$$

$$\text{чином, якщо } \rho = Const \Rightarrow x' = Const. \quad \begin{aligned} \rho = R_1 &\Rightarrow x'_1 = k \ln R_1 \\ \rho = R_2 &\Rightarrow x'_2 = k \ln R_2, \quad \varphi = \forall \Rightarrow y' = \forall. \end{aligned}$$

Таким чином, можна перетворити межу циліндричної області в межу плоскої. Тому й область z перетворюється в область z' . Розв'язок

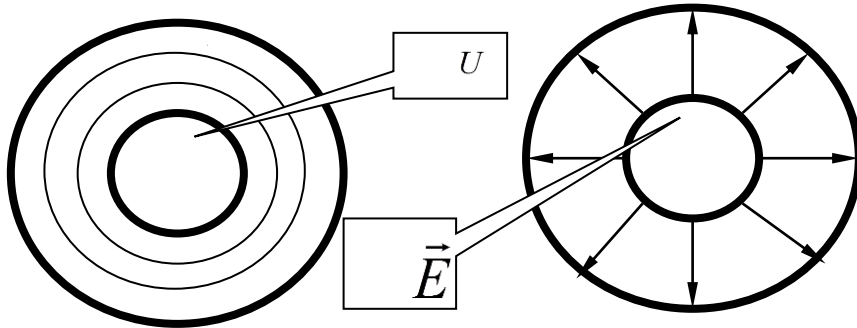
$$\text{задачі в плоскому конденсаторі: } \begin{cases} \Delta_{\perp}U = 0 \\ U(x = x_1) = U_1; \quad U(x = x_2) = U_2; \end{cases} \text{ має}$$

вигляд: $U = U_1 + \frac{U_2 - U_1}{x'_2 - x'_1} (x' - x'_1)$. Поклавши $U_1 = 0$ (скориставшись тим, що потенціал визначається з точністю до константи), маємо:

$$U = \frac{U_2}{x'_2 - x'_1} (x' - x'_1).$$

Скориставшись зворотнім перетворенням, одержимо:

$$U = \frac{U_2}{k \ln \frac{R_2}{R_1}} k \ln \frac{R}{R_1} = \frac{U_2 \ln \frac{R}{R_1}}{\ln \frac{R_2}{R_1}}.$$



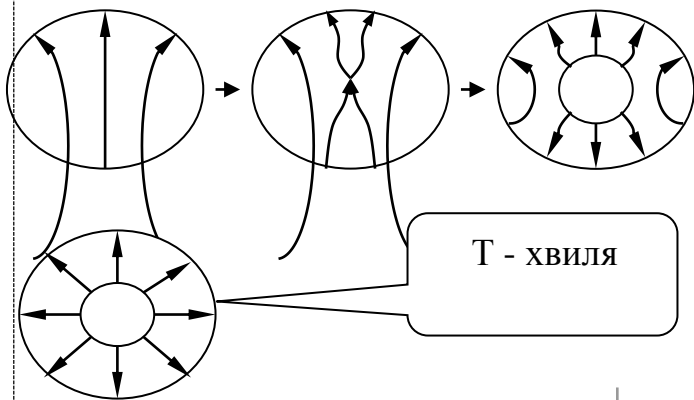
Знайдемо поле: $\vec{E} = -\text{grad}U = \frac{\partial U}{\partial \rho}$, $\vec{E} = \frac{U_2}{\rho \ln \frac{R_2}{R_1}} \vec{\rho}$. Хвильовий опір:

$$z_0 = \frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = 1(\text{CYSE}) = 120\pi(\text{Om}) \approx 377(\text{Om}).$$

Проте такий опір не вимірюється. Більш практичне означення хвильового опору: $z = \frac{U}{J}$ - відношення напруг лінії до струмів у цій лінії. Знайдемо z для Т - лінії, використавши інтегральні рівняння Максвела:

$$\left\{ \begin{aligned} \oint \vec{H} d\vec{l} &= \frac{4\pi}{c} J \Rightarrow \oint \vec{H} d\vec{l} = \oint \vec{E} d\vec{l} - \text{в розрахунку на одиницю довжини} \\ \oint \vec{E} d\vec{S} &= 4\pi q; \quad \frac{4\pi}{c} J = 4\pi q \end{aligned} \right. , \quad \text{тут } q -$$

заряд, C - ємність на одиницю довжини. З урахуванням $q = UC$ можна



записати:

$$z = \frac{1}{cC}.$$

$$z = 60 \ln \frac{R_2}{R_1} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} (\text{Om}).$$

Окрім Т - хвилі, в коаксіальному кабелі може існувати ще й ТЕ чи ТМ хвиля:

$$\left\{ \begin{aligned} \nabla_{\perp}^2 H_z + (k^2 - \beta^2) H_z &= 0 \\ E_{\phi} |_{r=R_1, R_2} &= 0 \end{aligned} \right. .$$

Картина хвиль:

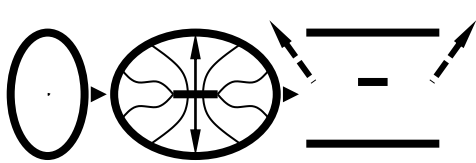
$$\lambda_{кpH_{11}} = \pi(R_1 + R_2).$$

Наприклад, для $R_1 = 1\text{мм}$, $[H_{11}]R_2 = 6\text{мм}$: $\lambda_{кpH_{11}} \sim 2.2\text{см}$.

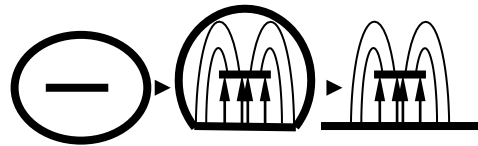
46. Відкриті металеві хвилеводи.

Лінії передач для інтегральних схем.

В інтегральній електроніці використовуються в основному плоскі лінії. Симетрично – смушкова лінія (ССЛ): вона відкрита, тому має втрати.



Не симетрично – смушкова лінія (НСЛ):



Мікросмушкова лінія (microstrip line) – МСЛ. Тут ємність дуже велика, енергія сконцентрована. Підкладка з діелектрика ϵ' . Лінія двоповерхова – це не дуже зручно.



4. Щілинна лінія (slot line). Вона є одноповерховою:



5. Компланарний хвильовід – все в одній площині.

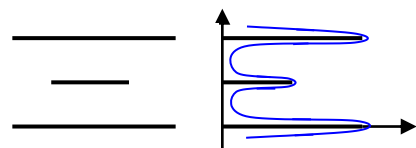
Для характеристики якості лінії використовують добротність лінії:

$Q = \frac{\beta'}{2\beta''}$, де $\beta' = \frac{2\pi}{\lambda_{хв}}$ (по аналогії з добротністю КК: $Q = \frac{f_0}{2\Delta f_0}$). Для: - хвильоводів - $Q \sim 10^3$; - коаксіальних кабелів - $Q \sim 10^2$; Мікросмушкових ліній - $Q \sim 200 \div 300$.

Симетричний смушковий хвилевід.

Скористаємося тими самими наближеннями:

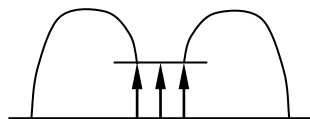
T – хвиля; \Rightarrow рівняння Лапласа \Rightarrow конформні відображення.



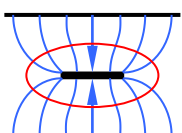
Розглянемо половину (симетрія).

Застосуємо перетворення Кристофеля-Шварца. Далі – аналогічно попереднім задачам. Розв'язавши, одержимо картинку полів:

Її параметри: попередній лінії, тут z_n менше не



$z_n = \frac{200}{1+b/d} \left(1 - \frac{\Delta}{d}\right)$. Тут z_n менше, ніж у оскільки ємність тут більша. Однак, в 2 рази, оскільки у попередньому хвильоводі ємність враховувалась і до верхньої сторони верхньої смужки, і до нижньої (див. Мал.), тому там ємність більша, ніж у звичайному конденсаторі.



Довжина хвилі для симетрично смужкової лінії $\lambda_{xв} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon}}$, якщо всі три смужки знаходяться в середовищі ϵ .

Відкриті лінії.

$$\epsilon \gg 1$$



Тут смужка на шарі діелектрику. Тоді:

Зверху - $\lambda_{xв} = \lambda_0$.

-Знизу - $\lambda_{xв} = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon}$.

Тому використовують деяке ефективне ϵ : $\lambda_{xв} = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_{eff}}$, треба знайти частину енергії, яка йде по діелектрику. Нехай ця частина W_1 в

$W = W_1 + W_2$. Тоді: $\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon W_1 + W_2}{W_1 + W_2}$. Часто використовують таку наближену

формулу:
$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon + 1}{2} + \frac{\epsilon - 1}{2} \left(1 + \frac{10b}{d} \right)^{-1/2}$$
.

47. Діелектричні хвилеводи і резонатори. Добротність.

Діелектричний хвилевід – хвилевід, який складається з діелектричного стрижня.

Розповсюдження хвиль по діел. хвилеводу обумовлено повним внутрішнім відбиттям при «наклонном» падінні хвилі на поверхню розділу двох діелектриків зі сторони середовища, що має більш високу діел.проникність. Хвилі, що розповсюджуються по хвилеводу, в загальному випадку є гібридними, тобто мають шість компонент електричного та магнітного поля.

Серед...(продолжение- страница из книжки)

Резонатори.

В генераторах СВЧ[1]-излучений (клистрон, магнетрон) резонаторы представляют собой металлическую конструкцию, используемую для генерации волн определённой длины.

Добротність

Добротність – це кількість періодів коливань, за які амплітуда сигналу згасає в e разів

Добротність – відношення енергії, що запасється в резонаторі за один період коливань, до енергії, що втрачається, за той же самий проміжок часу.

Енергія втрачається за рахунок випромінювання, в зовнішній простір, в металеві стінки.

Для будь-якого резонатора звичайно існує АЧХ, яка має ширину:

Чим більший коефіцієнт затухання, тим більше крива розпливається.

Напівширина $\Delta\omega$ вимірюється для $P_{вих}$ на 0.5; а для вихідної амплітуди – на 0.7 висоти контуру. $\Delta f = \frac{\Delta\omega}{2\pi}$. Хвиля

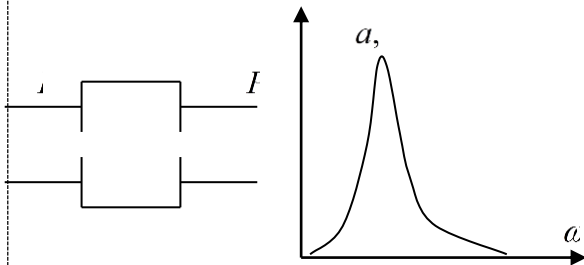
затухає із декрементом δ : $W = W_0 e^{-2\delta t}$, $a = a_0 e^{-\delta t}$. Доведемо, що $\delta = \Delta\omega$. Це впливає з розв'язку рівняння: $\ddot{x} + 2\delta\dot{x} + \omega_0^2 x = f \cos \omega t$.

Втрати $\frac{dW}{dt} = -2\delta W = \frac{\omega W}{Q}$ - тут добротність $Q = \frac{\omega}{2\delta}$. Дану формулу можна застосовувати, коли втрати не дуже великі.

Якщо великі втрати, вводять комплексну частоту: $\omega = \omega' + i\omega''$,

$$Q = \frac{\omega}{2\delta} = \frac{\omega'}{2\omega''}$$

Це можна зробити тоді, коли ω' не залежить від ω'' .



множества типов волн, могущих существовать в диэлектрическом волноводе, наибольший интерес представляет так называемая дипольная волна типа HE_{11} , структура поля которой изображена на рис. 5.16. Этот тип имеет бесконечно большую критическую длину волны, т. е. может в принципе существовать на любых частотах. Напряженность поля спадает приблизительно по экспоненциальному закону в радиальном направлении при удалении от поверхности диэлектрика. Часть энергии передается внутри диэлектрика, а остальная — движется за пределами диэлектрического цилиндра. Излучения энергии при этом не происходит: поле как бы «прижимается» к диэлектрическому стержню. Это прижатие тем значительнее, чем больше отношение диаметра стержня d к длине волны в свободном пространстве и чем выше диэлектрическая проницаемость материала, из которого изготовлен стержень.

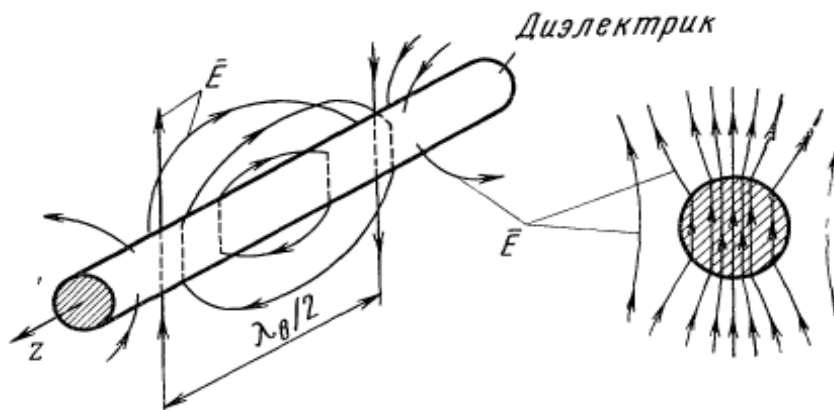


Рис. 5.16. Структура поля в диэлектрическом волноводе при гибридной волне типа HE_{11}

Волны, обладающие подобными свойствами, принято называть *поверхностными*. Как будет показано в гл. 11 при рассмотрении замедляющих систем, фазовая скорость поверхностных волн всегда несколько ниже (а не выше, как в обычных волноводах) скорости света в свободном пространстве.

Затухание волн в диэлектрическом волноводе зависит от тангенса угла потерь используемого диэлектрика и убывает с уменьшением отношения $\frac{d}{\lambda}$, так как при этом все меньшая часть энергии волны переносится внутри диэлектрика.

Диэлектрический волновод особенно важен для нижней части миллиметрового и для субмиллиметрового диапазонов волн, где полые металлические волноводы обладают значительным коэффициентом затухания и имеют весьма малые размеры сечения. Для работы на одной волне типа HE_{11} диаметр d диэлектрического стержня должен быть достаточно малым, чтобы не допустить существования ближайшего высшего типа волны. Анализ показывает, что критическая длина волны* ближайшего высшего типа составляет

$$\lambda_{кр} \cong 1,3 d \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2},$$

здесь ϵ_1 и ϵ_2 — относительные диэлектрические проницаемости диэлектрика, из которого изготовлен волновод, и окружающей среды.

Таким образом, для работы на одном типе волн диаметр волновода d должен быть меньше, чем $\lambda/1,3 \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2}$.

$$Q_0 = \frac{\omega_0'}{2\omega_0''} = \frac{1}{\text{tg } \delta'}, \quad \text{де } \delta\text{-визначає добротність нескінченного}$$

діелектрика, в якому поширюється монохроматична хвиля.

$$P_{em} = P_1 + P_2 + P_3$$

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2} + \frac{1}{Q_3}$$

$$Q = \omega \frac{W}{P_{em}} \quad \text{В круглому резонаторі:}$$

Існує дуже багато типів резонаторів. Наприклад, резонатор хвилі, що біжить, такий резонатор ще називають кільцевим. Резонанс:

$$2\pi r = n\lambda_{xв}.$$

Коливання в об'ємному резонаторі можна збудити, наприклад, за допомогою вібратора (штиря, зонду) або електронного потоку; ці джерела коливань можна представити як сторонні електричні струми; якщо вібратор рахувати ідеально провідним, то сторонній струм в ньому буде поверхневим. Петлю зв'язку, що збуджує об'ємний резонатор, можна змінити стороннім магнітним струмом. Об'ємний резонатор можна збудити через отвір або щілину в його стінці; отвір потрібний, щоб ввести в резонатор вібратор або електронний потік або щоб зв'язати резонатор з лінією передачі. Щілина або отвір в стінці резонатора, що ідеально проводить можна трактувати як сторонній поверхневий магнітний струм на суцільній (нерозрізаній) стінці резонатора: такий розгляд зручний, якщо тангенціальне електричне поле на щілині або отворі відоме.

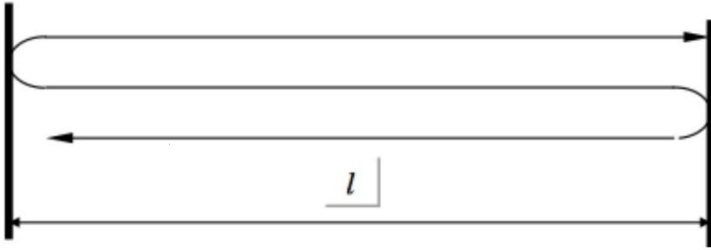
У вимірювальній практиці часто застосовують систему, в якій електромагнітна енергія підводиться в об'ємний резонатор через хвилевід. Зв'язок між резонатором і хвилеводом здійснюється одним із способів типу зонд, петля, отвір, щілина. Найбільш зручний зв'язок, який можна безперервно варіювати, наприклад, всуваючи зонд або петлю в резонатор.

Добротність зв'язку – втрати передачі зовнішньої системи від генератора до нашої системи.

$$\text{Навантажена добротність: } \frac{1}{Q_H} = \frac{1}{Q_{вл}} + \frac{1}{Q_{зв}}$$

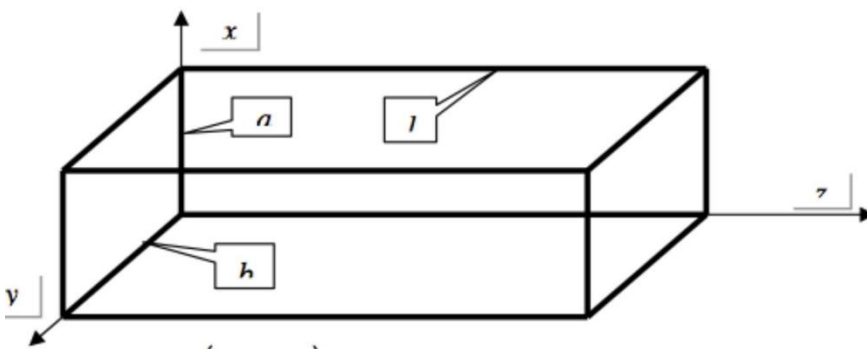
48. Об'ємні резонатори. Їх збудження.

У них хвиля "б'ється" між стінками



$\lambda = n \frac{\lambda_{wave}}{2}$; тоді хвиля, що заходить у резонатор, і відбита, будуть у фазі (умова резонансу).

Розв'яжемо рівняння Максвела для даної системи – знайдемо коливання, що існують у цій коробці.



$$H : \nabla_{\perp}^2 H_z + (k_0^2 - \beta^2) H_z = 0$$

$$E : \nabla_{\perp}^2 E_z + (k_0^2 - \beta^2) E_z = 0$$

З урахуванням граничних умов на бокових стінках (стінках хвильовода) та відбиття від торців отримаємо:

$$H_z = H_0 \cos \frac{n\pi}{a} x \cdot \cos \frac{m\pi}{b} y \cdot e^{-i\beta z} + H_0'' \cos \frac{n\pi}{a} x \cdot \cos \frac{m\pi}{b} y \cdot e^{i\beta z}$$

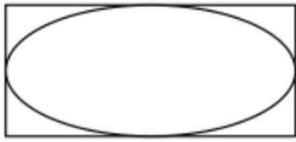
При накладанні умови $H_z = 0|_{z=0,l}$ отримаємо $H_0 + H_0'' = 0, H_0'' = -H_0$. Звідси:

$$H_z = H_0 \cos \frac{n\pi}{a} x \cdot \cos \frac{m\pi}{b} y \cdot (e^{-i\beta z} - e^{i\beta z})$$

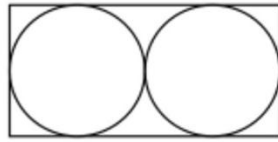
При $z = L$ отримаємо

$$e^{-i\beta l} - e^{i\beta l} = 0 \Rightarrow \sin \beta l = 0 \Rightarrow \beta l = \pi p = \frac{2\pi}{\lambda \cdot \lambda_{wave}} l \Rightarrow \lambda_{wave} = \frac{2l}{p}$$

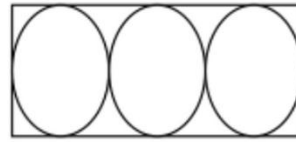
Типи коливань (останній індекс — к-сть півхвиль)



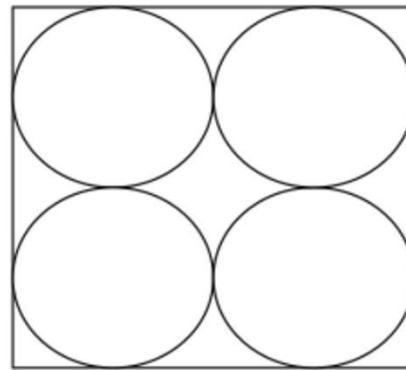
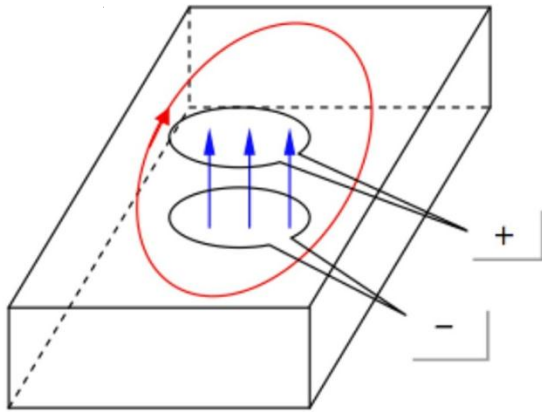
H_{101}



H_{102}

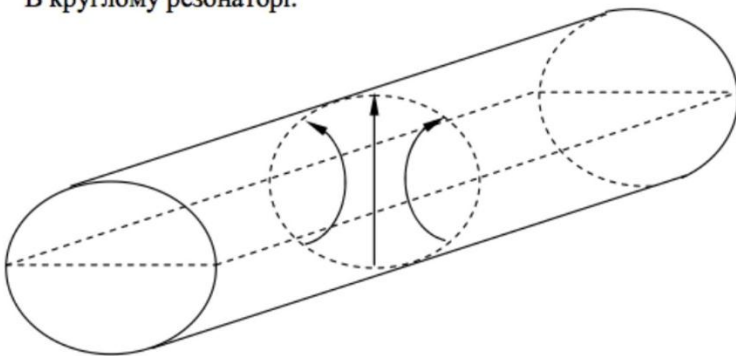


H_{103}

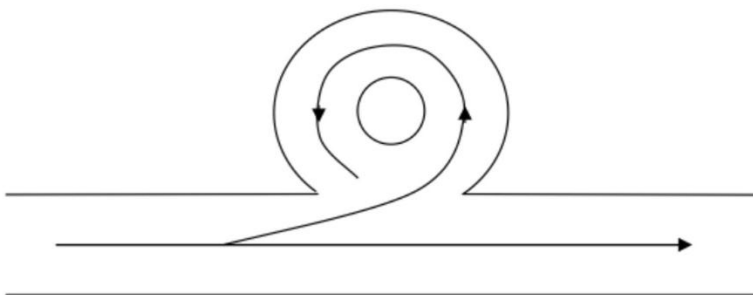


H_{200}

В круглому резонаторі:



Існує дуже багато типів резонаторів. Наприклад, резонатор хвилі, що біжить, такий резонатор ще називають кільцевим. Резонанс: $2\pi r = n\lambda_{x0}$.



Збудження об'ємних резонаторів.

1. Доведемо ортонормованість власних функцій резонатора.

$$\text{rot} \vec{E}_s = ik_s \mu \vec{H}_s \quad (1)$$

$\text{rot} \vec{H}_s = ik_s \epsilon \vec{E}_s \quad (2)$, $j = 0$, бо задача про власні коливання розв'язується без струмів. Для другого

коливання: $\text{rot} \vec{E}_{s'} = ik_{s'} \mu \vec{H}_{s'} \quad (3)$

$$\text{rot} \vec{H}_{s'} = ik_{s'} \epsilon \vec{E}_{s'} \quad (4)$$

$$(1) \times H_{s'} + (4) \times E_s : \text{div} [\vec{E}_s \vec{H}_{s'}] = ik_s \mu \vec{H}_s \vec{H}_{s'} + ik_{s'} \epsilon \vec{E}_s \vec{E}_{s'}$$

$$(3) \times H_s + (2) \times E_{s'} : \text{div} [\vec{E}_{s'} \vec{H}_s] = ik_{s'} \mu \vec{H}_{s'} \vec{H}_s + ik_s \epsilon \vec{E}_s \vec{E}_{s'}$$

Проінтегрувавши обидві рівності по всьому об'єму та врахувавши властивості div векторного добутку, отримаємо:

$$\int k_{s'} \epsilon \vec{E}_s \vec{E}_{s'} dV = - \int k_s \mu \vec{H}_s \vec{H}_{s'} dV$$

$$\int k_s \epsilon \vec{E}_s \vec{E}_{s'} dV = - \int k_{s'} \mu \vec{H}_s \vec{H}_{s'} dV$$

Враховуючи, що $k_s = \frac{\omega_s}{c}$ та позначивши $\int \epsilon \vec{E}_s \vec{E}_{s'} dV = x$; $\int \mu \vec{H}_s \vec{H}_{s'} dV = y$ маємо лінійну однорідну систему відносно x, y з коефіцієнтами ω_s та $\omega_{s'}$:

$$\begin{cases} \omega_{s'} x + \omega_s y = 0 \\ \omega_s x + \omega_{s'} y = 0 \end{cases} \text{ Система має нетривіальні розв'язки якщо } \det = 0; \omega_{s'}^2 - \omega_s^2 = 0 \Rightarrow \omega_{s'} = \omega_s \text{ . Тоді}$$

$x = -y$, тобто $\int \epsilon \vec{E}_s \vec{E}_{s'} dV = - \int \mu \vec{H}_s \vec{H}_{s'} dV = \dots = 4\pi N_s \delta_{ss'}$. Таким чином маємо ортонормованість власних функцій резонатора з нормою $4\pi N_s \delta_{ss'}$, яку легко знайти.

2. Знайдемо поля \vec{E} та \vec{H} всередині резонатора при наявності струмів.

$$\begin{cases} \text{rot} \vec{E} = ik \mu \vec{H} \\ \text{rot} \vec{H} = ik \epsilon \vec{E} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \end{cases} \text{ - рівняння Максвелла.}$$

Псевдовектор в математиці – вектор, що змінює свій напрямок при інверсії системи координат (напрямок, векторний добуток). У фізиці псевдовектор змінює напрямок при інверсії часу ($t \rightarrow -t$). Наприклад, при інверсії часу електрон починає обертатися в протилежному напрямку, а відповідно змінює і напрямок МП.

Таким чином, МП – псевдовектор, ЕП – вектор. Звідси можна зробити висновок, що гамільтоніан не може містити $\vec{H}, \vec{H}^2, \dots$ (щоб він був інваріантний до інверсії часу). Ще один висновок – що немає магнітного n' ефекту.

Існує ще одна класифікація:

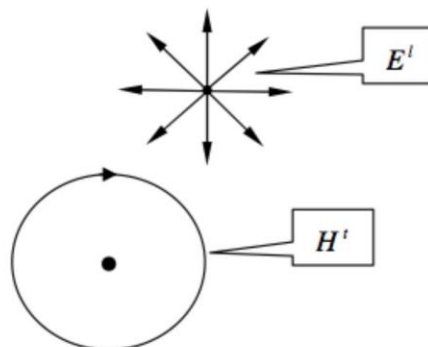
соленоїдальні та потенціальні.

Потенціальний (поздовжній):

$\text{rot} E^l = 0$ - немає вихорів.

Соленоїдальний (поперечний):

$\text{div} H^l = 0$ - немає вузлів.



Записавши $E = \sum C_s \vec{E}_s$ ми зробили помилку, бо не врахували потенційні поля, пов'язані з електростатичними полями зарядів, що збуджують струми.

Отже, $\vec{H} = \vec{H}^l + \vec{H}^t$, $\vec{E} = \vec{E}^l + \vec{E}^t$, де $\vec{H}^t = \sum B_s \vec{H}_s$, $\vec{E}^t = \sum B_s \vec{E}_s$. Взагалі то, $\vec{H}^l = 0$, бо магнітних зарядів не існує. Проте, є припущення про існування магнітних зарядів – *монополю Дірака*; тоді $\vec{H}^l \neq 0$.

$$\text{rot} \vec{E} = \text{rot} (\vec{E}^l + \vec{E}^t) = \text{rot} \vec{E}^l + \text{rot} \vec{E}^t = 0 + \text{rot} \sum A_s \vec{E}_s = \sum A_s ik_s \mu \vec{H}_s$$

$$\text{rot}\vec{H} = \text{rot}\vec{H}' = \dots = \sum B_s (ik_s) \vec{E}_s.$$

Підставимо в рівняння Максвелла:

$$\left. \begin{array}{l} (a) \\ (b) \end{array} \right\} \begin{cases} \sum A_s ik_s \mu \vec{H}_s = ik\mu \sum B_s \vec{H}_s \\ -\underbrace{\sum B_s ik_s \epsilon \vec{E}_s}_{\text{rot}\vec{H}} = -(ik \sum A_s \vec{E}_s + \vec{E}^l) + \frac{4\pi}{c} \vec{j}. \end{cases} \text{ Прирівнявши}$$

відповідні коефіцієнти при базисних функціях \vec{H}_s та \vec{E}_s , одержимо $A_s k_s = B_s k$ - з рівняння а). Оскільки

$$\text{div rot}\vec{H} = 0, \text{ то } \text{div} \left(- (ik\epsilon \sum [A_s \vec{E}_s + \vec{E}^l]) + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \right) = 0.$$

$$\text{div}\vec{E}_s = 0 \Rightarrow \text{div} \left(\frac{4\pi}{c} \vec{j} - ik\epsilon \vec{E}^l \right) = 0. \text{ div}\vec{j} = \frac{\partial \rho}{\partial t}; \rho = \rho_0 e^{i\omega t} \Rightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} = i\omega \rho.$$

Таким чином, для гармонічних полів: $\text{div}\vec{j} = -i\omega \rho$. Тоді $-\frac{4\pi}{c} i\omega \rho - \text{div}(ik\omega \vec{E}^l) = 0$. Використаємо

$\vec{E}^l = -\text{grad}\varphi$, $\text{div}\vec{E}^l = -\Delta\varphi$. $k\epsilon\Delta\varphi - \frac{4\pi}{c} \omega \rho = 0$, $\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\epsilon} \rho$ бо $k = \omega/c$. Таким чином, довели строге рівняння Пуансона для електростатичної частини полів.

(ПУАССОНА!)

Проінтегруємо (b) по \hat{V} , попередньо помноживши на E_s :

$$\int E_s dV \left(\sum (-ik_s B_s \vec{E}_s) = -ik\epsilon \sum A_s E_s + \frac{4\pi}{c} \vec{j} - ik\epsilon \vec{E}^l \right)$$

$$\int dV i\epsilon \sum (k_{A_s} - k_{B_s}) \vec{E}_s \vec{E}_s = \int dV \frac{4\pi i}{c} \vec{j} \vec{E}_s \int ik\epsilon E$$

$$i\epsilon \left(\frac{k_{A_s}}{\omega} - \frac{k_{B_s}}{\omega_s} \right) 4\pi N_{s'} = \frac{4\pi}{c} \int \vec{j} \vec{E}_s dV.$$

В результаті отримуємо: $\left\{ \begin{array}{l} \omega A_{s'} - \omega_s B_{s'} = \frac{1}{N_s i\epsilon} \int j E_s dV = \epsilon \\ \omega_{s'} A_{s'} - \omega B_{s'} = 0 \end{array} \right.$, маємо систему двох рівнянь з двома

невідомими. Амплітуда $A_{s'} = \frac{\epsilon \omega}{\omega^2 - \omega_s^2}$.

Ми отримали формулу для резонансного збудження. Тут не враховано дисипацію, тому можливо $A_{s'} \rightarrow \infty$. Якщо дисипацію врахувати наступним чином: $\omega_s \rightarrow \omega_s + i\omega_r$, то отримуємо Лоренцівську

резонансну криву: $A_{s'} = \frac{\epsilon \omega}{\omega^2 - \omega_s^2 + 2i\omega_s \omega_r}$.

49. Стоячі хвилі, їх основні властивості.

Рассмотренная векторная диаграмма, изображенная на рис. 7.1 и 7.2, и уравнение (7.11) позволяют сделать выводы о некоторых существенных свойствах стоячих волн при отсутствии потерь в линии.

1. Расстояние между максимумами стоячей волны (или между минимумами) составляет $\frac{\lambda_{\text{в}}}{2}$. В передающей линии, возбужденной на волне типа ТЕМ, это расстояние при вакуумном наполнении должно составлять $\frac{\lambda}{2}$. На рис. 7.2 максимум напряжения характеризуется точкой А, минимум — точкой В.

2. В точке максимума стоячей волны напряжения имеется минимум стоячей волны тока и, наоборот, в минимуме стоячей волны напряжения существует максимум тока.

3. В максимумах и минимумах стоячей волны ток и напряжение синфазны и, следовательно, входное сопротивление линии в этих точках имеет чисто активный характер.

4. Зависимость $|\dot{U}| = f(z)$ при $|\Gamma| = 1$ на основании выражения (7.11) имеет чисто синусоидальный характер. В общем случае при $|\Gamma| \neq 1$ распределение напряжения и тока вдоль линии отличается от синусоидального.

5. Минимумы стоячей волны напряжения и тока острее, чем максимумы.

Стояча хвиля — це суперпозиція двох біжучих хвиль, що поширюються у протилежних напрямках (прямої і відбитої хвилі):

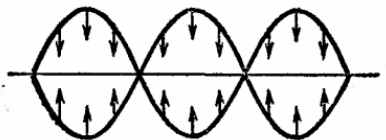
$$U_1(x, t) = U \cos(\omega t - kx) \text{ - зліва направо}$$

$$U_2(x, t) = U \cos(\omega t + kx) \text{ - справа наліво}$$

$$\text{Суперпозиція цих двох хвиль: } U(x, t) = U_1(x, t) + U_2(x, t) = 2U \cos(kx) \cos(\omega t)$$

Кожна точка у часі здійснює коливання, амплітуда яких змінюється за законом: $2U \cos(kx)$

В певних точках (вузлах) ця амплітуда перетворюється на 0.



Відстань між вузлами Δx визначається із

$$\Delta x = \frac{\pi}{k} = \frac{\lambda}{2}$$

умови: $k\Delta x = \pi$ звідки. Всі точки, що знаходяться між двома сусідніми вузлами коливаються синфазно. При переході через вузол, фаза коливань змінюється на π .

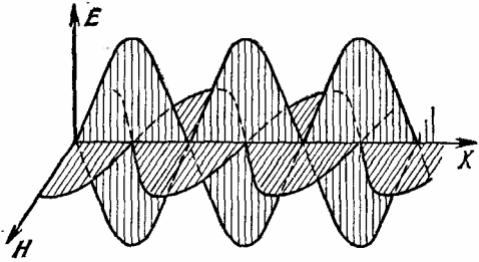
В стоячій хвилі нема розповсюдження енергії, отже хвиля не розповсюджується (стояча хвиля).

У вузлах похідна $\frac{\partial U}{\partial x}$ максимальна, у пучностях — навпаки $\frac{\partial U}{\partial x} = 0$

Якщо стояча хвиля існує у просторі (вона необмежена), то її довжина може бути довільною.

Якщо хвиля утворюється у замкненому просторі, між двома стінками, то довжина хвилі має бути такою, щоб на відстані між цими двома стінками вкладалось ціле число півхвиль:

$l = n \frac{\lambda}{2}$, звідки $\lambda = \frac{2l}{n}$, $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} = \frac{\pi n c}{l}$. Тобто для даного резонатора маємо нескінченну кількість коливань (мод) із різними n . $n=0$ – основне коливання (мода). Всі інші хвилі – це гармоніки або обертони.



Вищезазначені речі відносяться до стоячих хвиль довільної природи. Перейдемо до стоячих НВЧ хвиль. Нехай маємо взаємоперпендикулярні вектори E та H . Хвиля, що розповсюджується у

додатньому напрямку осі ox : $H_z = H_0 \cos(\omega t - kx)$

$$E_y = E_0 \cos(\omega t - kx)$$

Вектори $(E H k)$ утворюють праву трійку

Хвиля, що розповсюджується у від'ємному напрямку осі ox :

$$E_y = E_0 \cos(\omega t + kx) \quad H_z = -H_0 \cos(\omega t + kx)$$

Суперпозиція двох хвиль:

$$E_x = 2E_0 \cos(kx) \cos(\omega t) \quad H_z = 2H_0 \sin(kx) \sin(\omega t)$$

Коливання електричної і магнітної компоненти зсунуті один відносно

одного на $\frac{\pi}{2}$.

Вузли магнітного поля співпадають із пучностями електричного і навпаки.

А это из лекцій мелкова

Стоячі хвилі в лініях передачі.

Хвиля у прямому напрямку з напругою V_1 : $V_1 e^{i(\omega t - \beta z)}$. Струм

$$J_1 e^{i(\omega t - \beta z)} = \frac{V_1}{Z_0} e^{i(\omega t - \beta z)}. \text{ Відбита хвиля: } V_2 e^{i(\omega t - \beta z)}; J_2 e^{i(\omega t - \beta z)} = -\frac{V_2}{Z_0} e^{i(\omega t - \beta z)},$$

(мінус – бо струм у зворотному напрямку). $\frac{V_2}{V_1} = \frac{z_l - z_0}{z_l + z_0} e^{-2i\beta l} = \Gamma = |\Gamma| e^{i\varphi}$

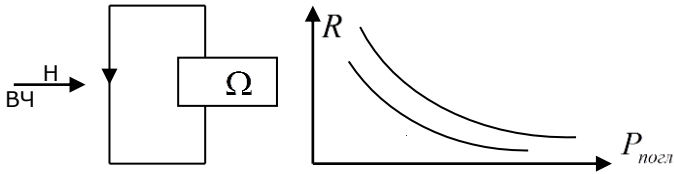
де Γ - коефіцієнт відбиття, $\Gamma=0$ при $z_l = z_0$. Введемо коефіцієнт стоячої хвилі. до хвилі, що біжить, відбита хвиля додається

чи віднімається: $V_{\max} = |V_1| + |V_2|$, $V_{\min} = |V_1| - |V_2|$,

$$r = \frac{V_{\max}}{V_{\min}} = \frac{|V_1| + |V_2|}{|V_1| - |V_2|} = \frac{1 + \frac{|V_2|}{|V_1|}}{1 - \frac{|V_2|}{|V_1|}} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} - \text{ коефіцієнт стоячої хвилі.}$$

50. Детектування електромагнітної хвилі.

НП – детектори не можуть використовуватись для вимірювання, бо з часом вони самі змінюються, тобто не існує однакових НП – детекторів. Найбільш точні методи – калориметричні, але вони розраховані на великі потужності (>1Вт). Використовують термістори і болометри:



НП-бусинка. Це все поміщують у термостат. Але це знову ж дає мало переваг у порівнянні з НП-детекторами.

$$P_{\text{погл}} = P_{\text{над}} - P_{\text{від}}$$

$$P_{\text{над}} = cV_{\text{над}}^2$$

$$P_{\text{від}} = cV_{\text{від}}^2$$

$$|\Gamma| = \frac{V_{\text{від}}}{V_{\text{над}}}$$

Тоді можна записати:

$$P_{\text{погл}} = P_{\text{над}}(1 - |\Gamma|^2), \text{ звідки маємо}$$

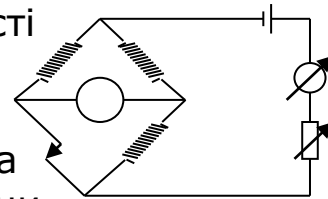
$$P_{\text{над}} = \frac{P_{\text{погл}}}{1 - |\Gamma|^2} = \frac{1}{\eta}$$

Перевага бусинки - в електроніці. Намалюємо вимірювальний міст: η - з'являється тому, що НВЧ нагріває по поверхні, а батарейка - по об'єму.

Спочатку міст балансується опором R тобто гальванометр нічого не показує.

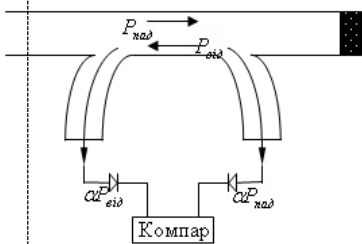
Подаємо НВЧ, тобто болометр перегрівається, баланс порушується. Для встановлення балансу опір R збільшуємо так, щоб загальна

потужність: $P_{\text{НВЧ}} = P_{\text{ноστ}_0} - P_{\text{ноστ}}$. Для точності використовують η. Інколи потрібно зменшити падаючу потужність. Для цього використовують атенюатори (поглинаюча пластина, що вставляється в хвилевід). Вони



можуть зменшувати потужність на 30-40 дБ. Існують прецизійні атенюатори, точність 0,01 дБ: $J \sim \text{Cos} \alpha$, а потужність, що поглинається, $\sim J$. А залежність кута можна визначити точно. Існують направлені відгалужувачі: $P_1 \sim SP_{\text{над}} : 10 \div 30 \text{ дБ}$

Лівий відгалужувач реагує лише на відбиту хвилю, правий – на падаючу. Компаратор автоматично рахує

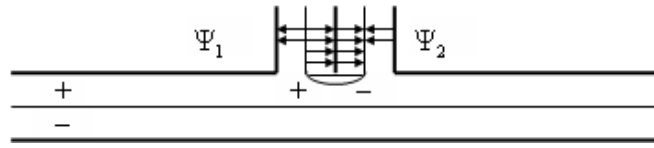


Г.

138

Існують розподілені розгалджувачі – (для верхньої смуги пропускання) – тут випромінює щілина.

Виявляється, що зв'язок цього хвильоводу з трубами існує по ЕМП, і фаза зв'язків по ЕП та МП – різна. Розглянуто зв'язок по ЕП, тепер по МП:



$\varphi_1 = \varphi_2, \Psi_1 = -\Psi_2$ - тобто хвиля піде лише у ліву трубу: від діелектричного зв'язку все "+", від магнітного "+" та "-", тобто в правій трубці $+-=0$. Хвиля піде у ліву трубу.

51. Модуляція та змішування НВЧ сигналів.

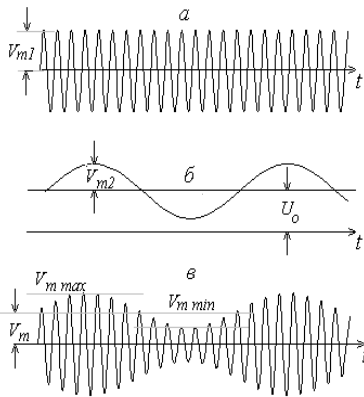


Рис.4.

Модуляцією називають зміну одного з параметрів гармонічного високочастотного сигналу (амплітуди, фази, або частоти) у відповідності з законом зміни деякого другого низькочастотного сигналу. Так, наприклад, під **амплітудною модуляцією** (АМ) розуміють зміну амплітуди високочастотного сигналу $v_{m1} \cos \omega_1 t$

(рис.4а) у відповідності з законом зміни деякого низькочастотного сигналу. У даному випадку за такий взято гармонічний сигнал $v_{m1} \cos \omega_1 t$, у якого $\omega_2 \ll \omega_1$ (рис.4б). В результаті одержується високочастотний сигнал з амплітудою, що змінюється у часі і описується виразом (8) (рис.4в): $v(t) = [v_m (1 + m \cos \omega_2 t)] \cos \omega_1 t$ (8)

Величина m має назву глибини модуляції і дорівнює

$$m = \frac{v_{m \max} - v_{m \min}}{v_{m \max} + v_{m \min}} \text{ де } v_{m \max} \text{ та } v_{m \min} -$$

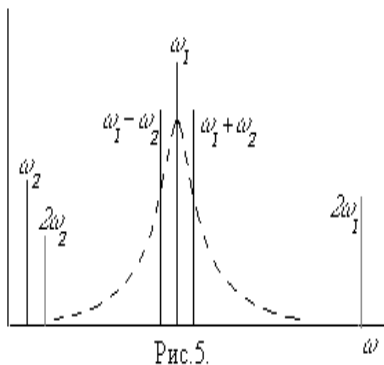


Рис.5.

найбільше і найменше значення амплітуди модульованих коливань. Величина m має бути пропорційною до амплітуди низькочастотного сигналу v_{m2} . Амплітудну модуляцію можна одержати за допомогою нелінійного елемента, якщо зберегти не тільки частоту ω_1 , але і

близькі до неї комбінаційні частоти $\omega_1 \pm \omega_2$. Для цього потрібно тільки настроїти контур на частоту ω_1 . Смуга пропускання контуру має бути досить широкою щоб у ній вклалися комбінаційні частоти $\omega_1 \pm \omega_2$ і разом з тим досить вузькою, щоб до неї не потрапили ані низькочастотний сигнал, ані другі гармоніки від ω_1 і ω_2 (рис.5)

Фазова модуляція: крім амплітуди гармонічний сигнал може бути охарактеризований ще двома параметрами: фазою і частотою, які також можна варіювати "в такт" з низькочастотним інформаційним сигналом, тобто створювати фазову або частотну модуляцію несучого високочастотного сигналу.

При фазовій модуляції (ФМ) миттєве значення величини високочастотного сигналу має вигляд: $U(t) = U_m [\omega_1 t + \varphi(t)]$, (1), де фаза сигналу $\varphi(t)$ пропорційна миттєвому значенню інформаційного низькочастотного сигналу $V(t)$: $U(t) = U_m [\omega_1 t + AV(t)]$, (2)

де A - константу пропорційності.

Якщо модулюючий сигнал є гармонічним $V(t) = V_m \sin \omega_2 t$ де

$\omega_2 \ll \omega_1$, то $U(t) = U_m \sin (\omega_1 t + M_\phi \sin \omega_2 t)$ (3), де M_ϕ -
є так званий індекс фазової модуляції. Він повинний бути

пропорційним амплітуді V_m модулюючого
низькочастотного сигналу. Фазово-модульований

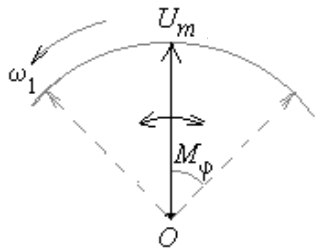


Рис. 1.

сигнал можна зобразити на
векторній діаграмі (рис.1) у вигляді вектора U_m
незмінної величини, який коливається навколо
свого середнього положення, відхиляючись від
нього на кут $\phi(t)$ пропорційний до $V(t)$. Певною
перевагою ФМ є дещо краща завадозахищеність

порівняно з
імпульсними
розрядів або

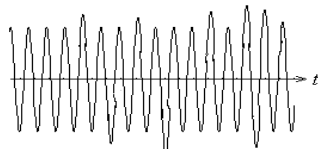


Рис. 2.

сигнал,

після детектування стають причиною трісків у звуковому сигналі
(рис.2).

При фазовій модуляції можна за допомогою амплітудного
обмежувача позбутися цих викидів і зберегти незмінний за
амплітудою високочастотний сигнал. Усування завад при цьому
звичайно не буває повним, бо завада може дещо змістити фронт
коливань ліворуч чи праворуч, імітуючи тим фазову модуляцію.
Проте, рівень завад все ж таки дещо зменшується.

Частотна модуляція При частотній модуляції (ЧМ) у такт з
низькочастотним сигналом змінюється частота високочастотного
сигналу $U(t) = U_m \{[\omega_1 + \Delta\omega(t)] t\}$, де $\Delta\omega(t) = AV(t)$. Цей процес
схематично зображений на рис. 4. В моменти, коли миттєве значення
 $V(t)$ велике, велика і частота високочастотного сигналу. Навпаки, у
моменти, коли $V(t)$ зменшується, зменшується і частота ВЧ сигналу.
При гармонічному низькочастотному сигналі $V(t) = V_m \cos \omega_2 t$ миттєве
значення частоти дорівнює

$\omega(t) = \omega_1 + \delta\omega \cos \omega_2 t$, (5) де $\delta\omega$ - девіація частоти. Вона

пропорційна амплітуді модулюючого низькочастотного сигналу V_m .

Фазова і частотна модуляції тісно пов'язані між собою. Дійсно.
високочастотний сигнал можна представити у такому загальному
вигляді:

$U(t) = U_m \sin \phi(t)$ (6) де $\phi(t)$ - миттєві фаза високочастотного

сигналу.

У відсутності частотної модуляції миттєва фаза $\phi(t)$ зростає пропорційно до часу $\phi(t) = \omega_1 t$; за наявності ЧМ вираз (6) може бути записаний у вигляді $U(t) = U_m \sin [\omega_1 t + A \int V(t) dt]$ (8)

Доведений вище взаємозв'язок між ФМ та ЧМ дає можливість використовувати ЧМ-апаратуру для отримання фазової модуляції і навпаки - ФМ-апаратуру для реалізації частотної модуляції. Так, наприклад, для одержання ЧМ можна скористатися фазовим модулятором (рис.5а). тільки модулюючий низькочастотний сигнал слід спочатку пропустити через інтегруючу комірку. Можна здійснити і зворотну операцію: за допомогою частотного модулятора отримати фазову модуляцію (рис.5б). Потрібно лише спочатку продиференціювати модулюючий сигнал пропустивши його через

диференціюючу комірку. **Лінійний детектор, змішувач.** $J = J_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right)$;

$V = V_C \cos(\omega_C t + \varphi_C) + V_{zem} \cos(\omega_{zem} t + \varphi_{zem})$. **Якщо розписати квадратний член, то одержимо:**

$$i_{nc} \sim V_C \cos(\omega_C t + \varphi_C) \cdot V_{\Gamma} \cos(\omega_{\Gamma} t + \varphi_{\Gamma}) \sim V_C V_{\Gamma} \cos[(\omega_C - \omega_{\Gamma})t + (\varphi_C - \varphi_{\Gamma})]$$

$$i \sim V_C^2 - \text{постійний струм, тобто } i_{nc} = AV_C V_{\Gamma} \cos[\Omega_{\Gamma} t + (\varphi_C - \varphi_{\Gamma})].$$

Принципова схема супергетеродинного приймача НВЧ – діапазону. Відгук пропорційний квадрату сигналу.

Розглянемо характеристики приймача:

1.Втрати перетворення: $L = \frac{P_{НВЧ}}{P_{ПЧ}} > 3dB$, бо існують втрати на дзеркальні канали, тощо. У діапазоні 40ГГц типове значення $L \sim 6 \div 7dB$.

2.Шум-фактор (класичне визначення): $F = \frac{\left(\frac{P_C}{P_{ш}} \right)_{вх}}{\left(\frac{P_C}{P_{ш}} \right)_{вих}}$.

Шум завжди підсилюється більше ніж сигнал, тому F показує, у скільки разів шум підсилюється більше, ніж сигнал.

$$F = \frac{\left(\frac{P_C}{P_{ш}} \right)_{вх}}{\left(\frac{P_C}{P_{ш}} \right)_{вих}} = \frac{1}{g} \frac{P_{ш вих}}{P_{ш вх}} \geq 1, \quad \text{бо немає схем в яких } F < 1.$$

$$F = \frac{1}{g} \frac{P_{ш вих}}{P_{ш вх}} = \frac{1}{g} \frac{gP_{ш вх} + P_{ш вих}^0}{P_{ш вх}} = 1 + \frac{P_{ш вих}^0}{gP_{ш вх}} = 1 + \frac{P_{ш вх}^0}{P_{ш вх}} \quad \text{де } P_{ш вих}^0 - \text{шум, згенерований всередині.}$$

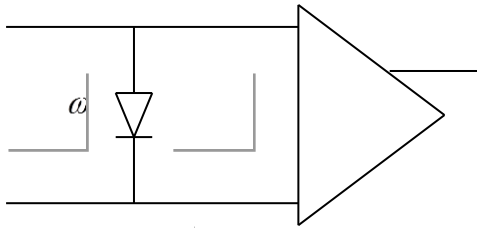
Мінімальну

потужність,

яку

приймає

приймач



$$P_{ш\text{вх}\Sigma} = P_{ш\text{вх}} + P_{ш\text{вх}_0} = 2FP_{ш\text{вх}} - \text{шум-фактор.}$$

Він показує, у скільки разів еквівалентні шуми більше, ніж зовнішні шуми.

Визначимо F для змішувача:

$$F = L \frac{T_c}{T_0} = Ln_{ш} \sim 1, - \text{бо це пасивний прилад.}$$

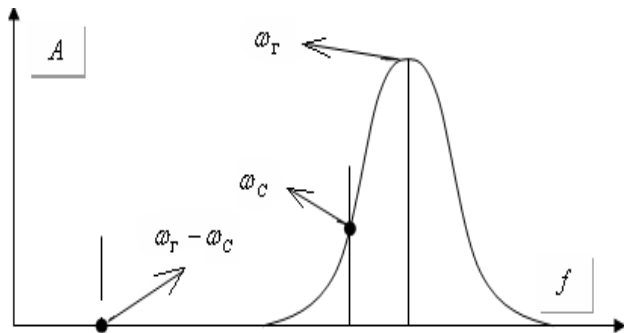
Для наступної схеми можна записати: звідки $F = L(n_{ш} + F_{\text{ПТЧ}} - 1)$ -

врахуємо шуми подальших каскадів.

В середньому $F_{\text{норм}} = L(n_{ш} + 0,41)$.

$$P_{\text{min}} = 2FkT_0\Delta f = 10^{-13} \text{ Вт.}$$

$P_{\text{min}} = 2FkT_0\Delta f$, бо впевнений прийом при P в 2 рази менший, ніж максимальній.



Балансний змішувач.

Якщо уявити, що у генератора є деякий контур, то при перекритті ω_c та ω_r може виникнути биття генератора з самим собою навіть при відсутності сигналу. Балансний змішувач бореться саме з цим – він знищує гармоніки гетеродина.

52. Вимірювання потужності НВЧ хвилі

Вимірювання потужності НВЧ за допомогою термісторів.

Термістором називають терморезистор із спеціального напівпровідникового матеріалу з великим від'ємним температурним коефіцієнтом опору. Застосовують два типи термісторів: стержневий та бусинковий. Термістори стержневого типу мають більш високу електричну міцність і відносно менший реактивний опір. Бусинковий термістор при інших рівних умовах, має меншу поверхню охолодження і тому має більшу чутливість. Основними перевагами термісторів є висока чутливість і велика стійкість до перевантажень. Хвилеводна термісторна камера вміщує термісторну вставку та хвилеводний перехід, який забезпечує узгодження опору термісторної вставки з хвилевим опором нормалізованого прямокутного хвилеводу, до якого підключають вимірювач потужності. Суттєвим недоліком термісторних ватметрів є обмеження максимальної величини вимірювальної потужності. Практично стандартні термістори спроможні без руйнування витримувати потужність, що не перевищує декількох десятків міліват. Верхню границю вимірювальної потужності можна збільшити, якщо перед термісторною камерою розмістити калібрований атенюатор. У цьому випадку результат вимірювання визначається відліком по шкалі приладу, помноженим на величину затухання, що вноситься атенюатором. У вимірювачах малої потужності НВЧ застосовують атенюатори поглинаючого та граничного типів.

Важливою частиною вимірювача потужності НВЧ є мостова схема. Приріст опору термісторів можна виміряти за допомогою схем простих омметрів, але таке вимірювання не буде точним. Більш високу точність дають мостові вимірювальні схеми. Застосовуються два способи вимірювання опору термістору - за допомогою неврівноваженого та врівноваженого мостів.

Високу точність вимірювання забезпечує врівноважений міст, за допомогою якого досягається порівняння вимірювальної потужності НВЧ з калібною потужністю постійного струму. На рис.6 дана схема врівноваженого моста з безпосереднім відліком результату вимірювання. Живлення моста постійним струмом здійснюється за допомогою резистору R_4 . Паралельно мостовій схемі включений шунтуючий ланцюг, що створений резистором R_5 та реостатом R_6 , на движку якого закріплена відлікова шкала потужності. Струм живлення моста I_n , отже і потужність, що розсіюється на термістор і є функцією положення движка реостата R_6 . Максимум струму є в приведеному реостаті. Цьому положенню движка відповідає нульовий відлік по шкалі потужності ($P_{НВЧ} = 0$).

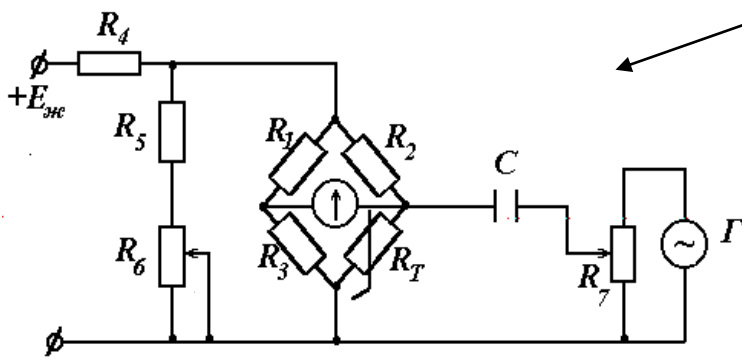


Рис.6 **Схема зрівноваженого моста.**

Процес вимірювання потужності за допомогою зрівноваженого моста складається з двох етапів. Перший - вихідне балансування моста, що здійснюється при відсутності

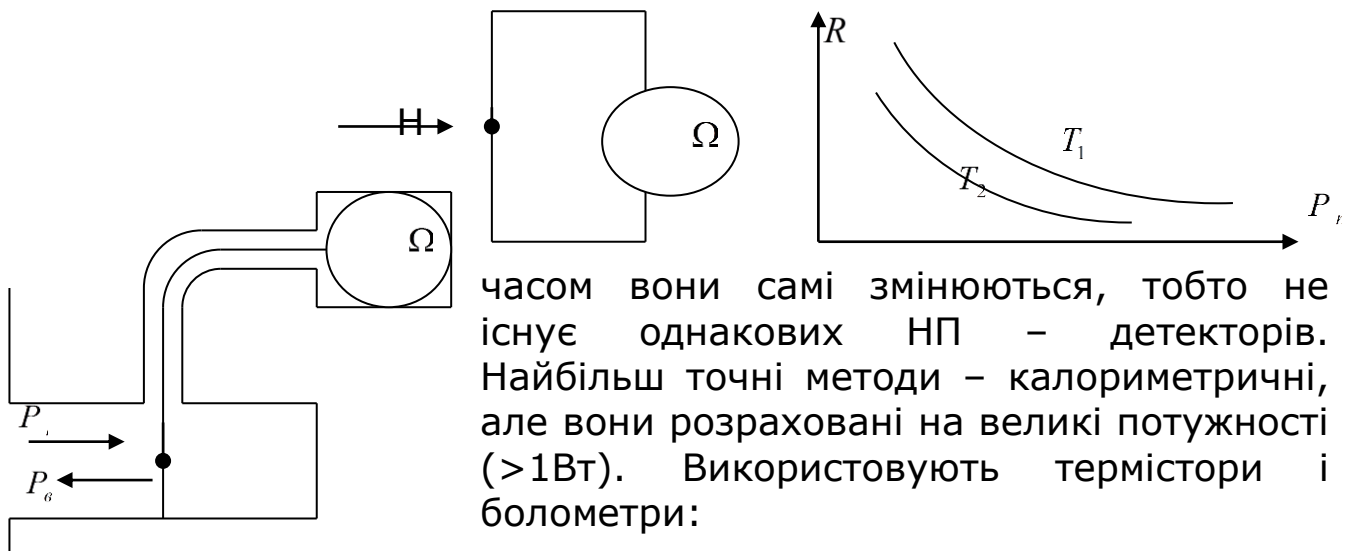
потужності НВЧ та при повністю введеному реостаті R_6 ($P_{\text{НВЧ}} = 0$). Міст зрівноважують за допомогою потенціометру R_7 , змінюючи змінну напругу, що підводиться до термістора. Початкове зрівноваження моста виключає із результату вимірювання помилки, що обумовлені коливаннями температури навколишнього середовища та старінням термістора.

На другому етапі здійснюють безпосереднє вимірювання потужності НВЧ, при цьому початковий режим рівноваги моста підтримується незмінним і після надходження вимірювальної потужності НВЧ. Це досягається зменшенням потужності постійного струму при $P_{\text{пт}}$ так, що сума розсіюваних потужностей завжди лишається незмінною. $P_{\text{НВЧ}} + P_{\text{пт}} = P_0$ (26), де P_0 - потужність, що розсіюється на термісторі при попередньому зрівноваженні.

Із співвідношення (26) слідує, що для встановлення рівноваги моста потужність постійного струму повинна бути зменшена на величину, що дорівнює $\Delta P_{\text{пт}} = - P_{\text{НВЧ}}$ (27). Останнє забезпечують пропорційним зменшенням опору R_6 , яке стає мірою величини вимірювальної потужності НВЧ. Результат вимірювання можна прочитати за шкалою, що пов'язана з движком реостата R_6 та проградуєваною в одиницях потужності. Для збільшення точності відліку у якості R_6 використовують спеціальний реостат, забезпечений спіральною шкалою.

Из электронных лекций мелкова:

НП – детектори не можуть використовуватись для вимірювання, бо з



. - НП-бусинка. Це все поміщують у термостат. Але це знову ж дає мало переваг у порівнянні з НП-детекторами.

$$P_{\text{погл}} = P_{\text{над}} - P_{\text{від}}$$

$$P_{\text{над}} = cV_{\text{над}}^2$$

$$P_{\text{від}} = cV_{\text{від}}^2$$

$$P_{\text{погл}} = P_{\text{над}}(1 - |\Gamma|^2)$$

$$P_{\text{над}} = \frac{P_{\text{погл}}}{1 - |\Gamma|^2} \frac{1}{\eta}$$

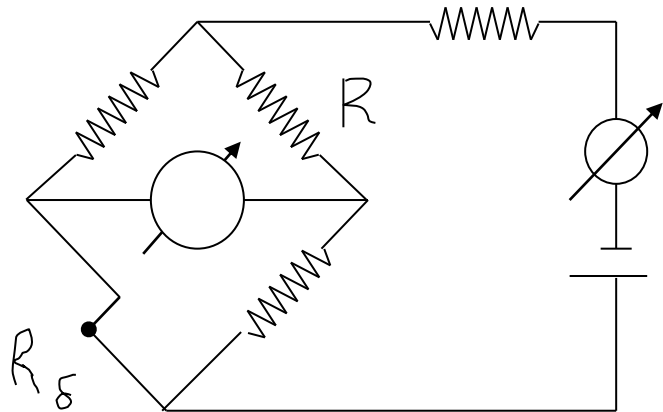
,где η - ККД,

з'являється тому, що НВЧ діє по поверхні, а постійний

струм - на весь

балориметр.

Намалюємо вимірювальний міст:



1)Баланс моста: $R_6 = R$

2)Подаємо НВЧ

3)Підстроюємо струмом знову на баланс

$$P_{\text{дж}} + P_{\text{нвч}} = P_{\text{дж0}}$$

$\Delta P_{\text{дж}} = P_{\text{нвч}}$ -вимірювання. Це є метод компенсації Джоулевого нагрівання.

Балориметри та термістори вимірюють малі потужності. Для великих використовуються атенюатори.

Ми на лекціях розглядали тільки методи з використанням болометрів і термісторів, які описані вище. Інші просто існують, і принципів ми їх не знаємо☺.ну короче, я бы вообще этот список не писал, ибо это взято из книжки в которой описаны они все, но на свой страх и риск как хотите.Удачи.

Загалом методи вимірювання потужності можна поділити на такі групи:

Для вимірювання поглинутої потужності

Калориметричний метод

Болометричний метод.

Термоелектричний метод.

Для вимірювання потужності що пройшла

Поглинаючої стінки

Зондовий метод

З використанням направлених відгалужувачів.

Для вимірювання імпульсної потужності.

53. Вимірювання частоти НВЧ хвилі.

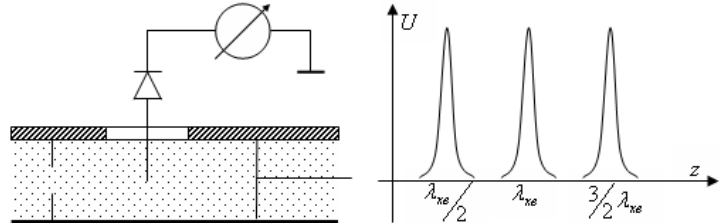
Найпростіший вимірювач – вимірювальна лінія. Намалюємо її:

Тут максимум та мінімум – нечіткі, тому краще помістити у резонатор:

$$\lambda_{xs} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{kp}}\right)^2}}$$

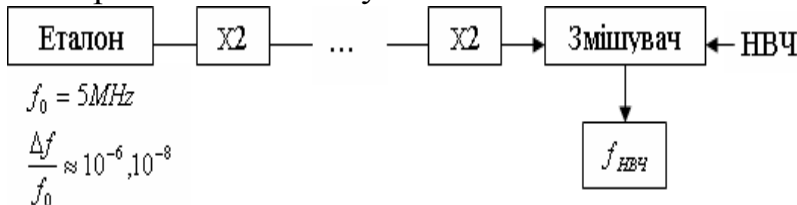
. Це – ВСТ, хвильоводи середньої потужності. Для більшої точності є гетеродинні вимірювачі частоти, котрі працюють зі стандартними генераторами частот.

Гетеродином може бути кварц чи молекулярний випромінювач на NH₃ (точність 10⁻¹²), також іноді використовується ефект Мьосбауера (точність 10⁻¹⁷). На

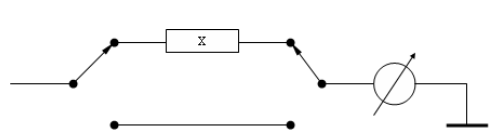


всякий случай: ((Ефéкт Мессбáуера — фізичне явище резонансного поглинання гамма-випромінювання атомів у твердому тілі. Ядро ізольованого атома не поглинає гамма-кванти тієї ж енергії, що й випромінює. Причина цього в тому, що при великій енергії фотона не можна нехтувати втратою енергії на віддачу ядра. Випромінюючи гамма-квант, ядро згідно із законом збереження імпульсу повинно рухатися в протилежному напрямку. Поглинаючи гамма-квант, ядро вбирає в себе його імпульс і рухається в тому ж напрямку. В оптичному діапазоні енергія віддачі маленька, і атоми зазвичай поглинають на тій же частоті, що й випромінюють.))

Випромінювання затухання.

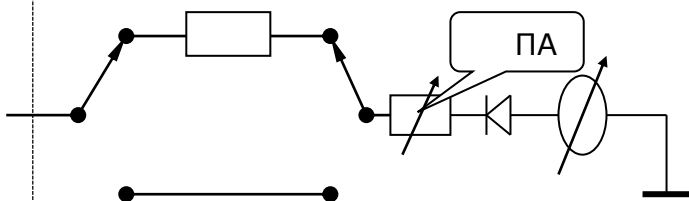


Розглянемо метод відношення потужностей:



Якщо детектор лінійний, то $L = \frac{P_1}{P_x} = \left(\frac{J_1}{J_x}\right)^2$, якщо ж детектор

квадратичний, то $L = \frac{J_1}{J_x}$. Однак, цей спосіб неточний, він залежить від приладу. Тому існує його модифікація – метод еталонного атенюатора. Тут використовується прецизійний атенюатор:



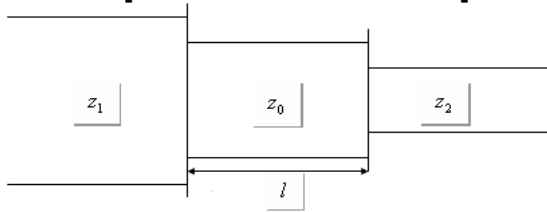
$P_{dB} - 100$ поділок
 $P_{x dB} - 100$ поділок'

$$L = P_{dB} - P_{x dB}$$

незалежно від властивостей детектора, бо на ньому завжди 100 поділок.

54. Узгодження опорів в техніці НВЧ.

Чвертьхвильовий трансформатор.

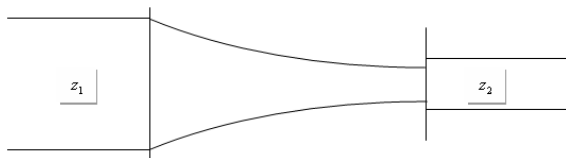


Нехай маємо два хвильоводи: z_1, z_2 ; та стоїть задача передати енергію з одного в інший. Це можна зробити, з'єднавши їх відрізком хвильоводу з деяким опором z_0 .

Виявляється, що $z_0 = \sqrt{z_1 z_2}$, $l = \frac{\lambda}{4}$ для

узгодження. Підрахуємо це: $z = z_0 \frac{z_l + iz_0 \operatorname{tg} \beta \cdot l}{z_0 + iz_l \operatorname{tg} \beta \cdot l}$. Тут $z_l = z_2$, тоді , це

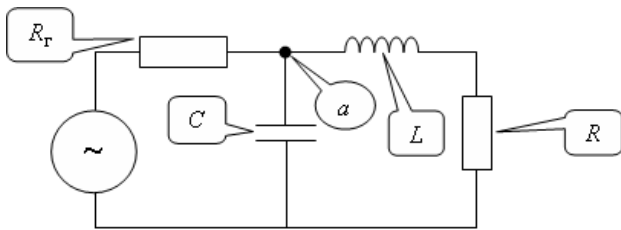
фактично резонансний пристрій. $z_1 = z_0 \frac{z_2 + iz_0 \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_{xв}} \cdot \frac{\lambda_{xв}}{4}}{z_0 + iz_2 \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_{xв}} \cdot \frac{\lambda_{xв}}{4}} = \frac{z_0^2}{z_2}$ Для



широкосмугового узгодження роблять багато "східців":

Або ж плавний перехід (однак він більш довгий):

Узгодження в МЕ.



Потрібно щось увімкнути між генератором та опором, щоб виділялась максимальна потужність. Зробимо так як показано на малюнку: Підрахуємо опір в точці a:

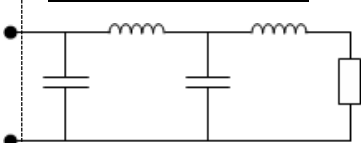
$$Y = j\omega C + \frac{1}{j\omega L + R'}$$

$$z = \frac{1}{Y} = \frac{j\omega L(1 - \omega^2 CL) - iR^2\omega C + R(1 - \omega^2 CL) + \omega^2 RC}{(1 - \omega^2 CL)^2 + R^2\omega^2 C^2}, \quad z = z' + jz'', \quad z'' = 0, \quad \text{тобто}$$

$$1 - \omega^2 CL = \frac{R^2 C}{L} \rightarrow 0 \Rightarrow \omega = \frac{1}{\sqrt{CL}}. \quad \text{Таким чином маємо коливальний контур на}$$

частоті ω . Тобто, $z' = \frac{L}{RC} = \frac{\omega^2 L^2}{R}$ - це повинно дорівнювати R_r , тобто

$$\boxed{\omega^2 L^2 = R \cdot R_r} \quad \text{- цим умовам має задовольняти контур LC.}$$



Таким чином, для узгодження опір необхідно включати в паралельний коливальний контур. Тепер ми знаємо повну теорію узгодження. Щоб збільшити ширину смуги пропускання, використовують більш складні ланцюги, це зв'язані ланцюги, тут смуга пропускання ширша:

А що робити, якщо необхідно узгодити комбінований опір, наприклад CR . В таких випадках включають послідовно L : $j\omega L' + \frac{1}{j\omega C'} = 0$, а потім узгоджують так само як і в попередньому випадку.

Взагалі, використовують два методи:

Комбінація штирів. 2. Комбінація L, C .

55. Генератор Ганна

У 1963 р. Дж.Б.Ганн виявив виникнення електричних коливань в однорідному кристалі напівпровідника при підведенні постійного електричного поля. Прилади на основі цього ефекту називають або генераторами НВЧ коливань на основі ефекту Ганна (генераторами Ганна), або діодами Ганна (хоч такі прилади і не мають $p-n$ -переходу).

Нехай при подачі постійної напруги на кристал між анодом і катодом виникає велика напруженість поля E_0 (але $E_0 < E_{пор}$). У цьому випадку усі електрони легкі і густина струму через кристал має максимальне значення

$$I_{max} = qn_0\mu_1 E_0 = qn_0 v_0 \quad (4)$$

Якщо поблизу катода існує найменша неоднорідність кристала (що є дуже ймовірним), то локальна напруженість поля у цій частині буде дещо вищою ніж величина поля у останній частині кристалу і може перевищувати порогову величину. Порогова напруженість поля у цій частині кристалу забезпечує ріст концентрації "важких електронів" з малою рухливістю та зменшення концентрації "легких" електронів з великою рухливістю, що призводить до локального збільшення опору. Відбувається перерозподіл падіння напруги по довжині кристалу. Напруженість поля у деякій частині кристалу (у домені) збільшується, а в останній частині зменшується. Отже, виникнення домену на одній з неоднорідностей кристалу виключає можливість виникнення

доменів на інших неоднорідностях, тобто одночасно в кристалі може існувати тільки один домен.

В області домену електрони з меншою рухливістю рухаються під дією поля з меншою швидкістю, ніж електрони за границею домену. У зв'язку з цим "легкі" електрони доганяють домен, перетворюючись там у "важкі" і створюючи область підвищеної концентрації електронів - область від'ємного заряду. "Легкі" електрони з боку катода рухаються до анода швидше, ніж "важкі" електрони домену. У зв'язку з цим з боку анода створюється область домену із зниженою концентрацією електронів - область додатнього об'ємного заряду (рис.3).

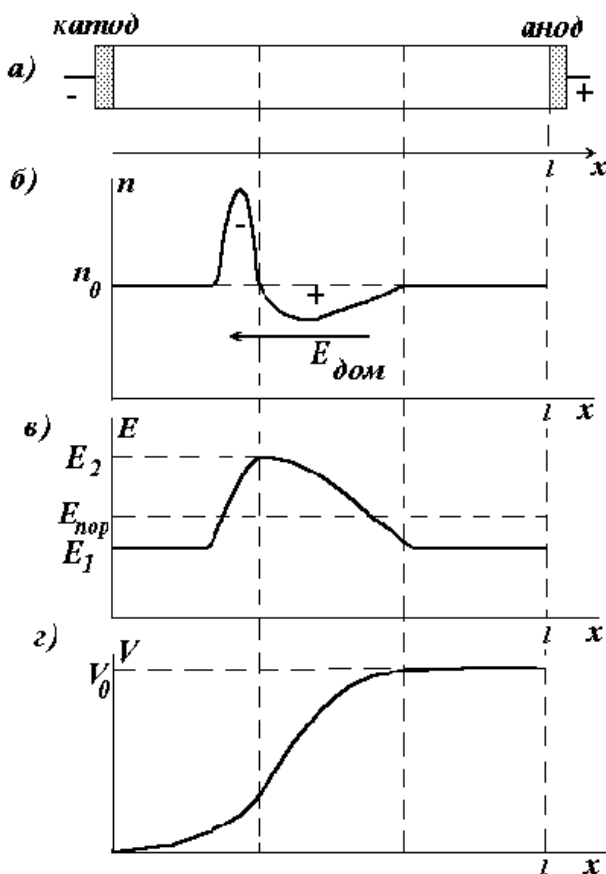


Рис.3. Структура електричного домена у генераторі Гана: а) схематичне зображення генератора; розподіл вздовж генератора Гана: б) концентрації електронів; в) напруженості електричного поля; г) напруги.

Таким чином, домен уявляє собою сформовані області об'ємних зарядів, але всередині домену під час росту напруженості електричного поля зростає швидкість "важких" електронів. В той же час за границями домену швидкість електронів зменшується через те, що зменшується напруженість поля в результаті перерозподілу падінь напруги. В деякий момент часу швидкості руху електронів всередині домену та за його границями вирівнюються, і настає стан динамічної рівноваги.

Тому, стан динамічної рівноваги характеризується різними величинами напруженості поля за границями домену E_1 і всередині домену E_2 , але з однією і тією же швидкістю руху "легких" та "важких" електронів, тобто

$$v_1 = v_2 \quad (5)$$

чи

$$\mu_1 E_1 = \mu_2 E_2 \quad (6)$$

де v_1 - швидкість руху електронів за границями домену, v_2 - швидкість руху електронів всередині домену, що відповідає швидкості руху домену від катода до анода.

Очевидно, що $v_1 < v_0$, тому що $E_1 < E_0$. Тому після утворення домену щільність струму зменшується до

$$I_{min} = qn_0 v_1 \quad (7)$$

Мінімальне значення щільності струму через кристал буде зберігатися під час всього руху домену через кристал чи на протязі часу прольоту

$$t_{пр} = l/v_2 \quad (8)$$

де l - довжина кристалу.

При досягненні аноду домен зникає і щільність струму зростає до величини I_{max} , що відповідає відсутності домену. Негайно після цього біля катода формується новий домен і процес періодично повторюється.

56. Генератори на лавино-пролітних діодах.

ЛПД був створений в 1959 р. А.С.Тагером.

Механізм його роботи оснований на ефекті від'ємного динамічного опору, який виникає при лавинному пробіі н/п діода внаслідок ударної іонізації.

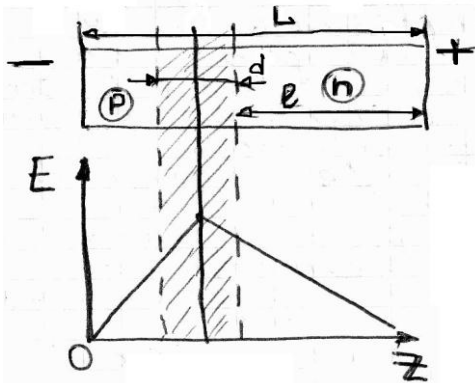
Вперше генерація спостерігалася на германієвих обернено-зміщених діодах, які мають різкий злам у ВАХ. Пізніше – на кремнієвих, арсенід-галієвих...

ЛПД по частоті перекрили весь діапазон НІЧ від 0.5 до 500 ГГц. Мають суттєве підвищення ККД до 20-30% в см-діапазоні та 60-70% в дм-діапазоні.

На основі ЛПД створено ряд приладів НІЧ: генератори, підсилювачі, джерела шуму та ін.

Розглянемо механізм роботи ЛПД; для цього будемо використовувати діод з широким р-п-переходом:

Рис 1.



Оскільки ми з'ясували, що ЛПД працює на ефекті дин. від'ємної провідності (динамічною називається тому, що проявляється лише для змінних складових струму та напруги в певному діапазоні частот). То з'ясуємо як вона виникає.

Прикладемо обернену напругу, за допомогою цього ми розширимо заборонену зону, в якій майже відсутні вільні носії заряду. В області металургічної границі поле досягає максимуму.

По мірі збільшення зворотної напруги напруженість поля в переході р-п зростає. Електрон (дірка) прискорені електричним полем на

довжині вільного пробігу в переході р-п, при зіткненні з атомом можуть вибити електрон → народжується нова пара електрон – дірка і т.д.

Коли поле в площині металургічної границі досягає $E_{кр}$ – починається інтенсивний процес ударної іонізації – виникає лавинне помноження числа носіїв.

Утворені в шарі помноження носії дрейфують під дією сильного електричного поля: дірки через р-шар, а електрони – через n-область. В цей час поле проявляє гальмуючу дію. Саме

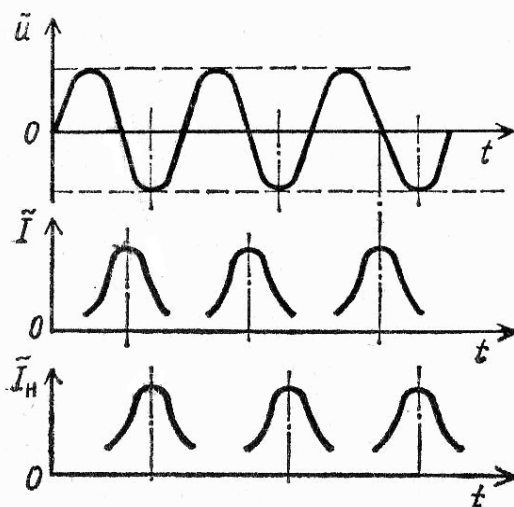


Рис. 6.21. Временные распределения \tilde{U} , \tilde{I} , \tilde{I}_H для ЛПД

лавинна природа струму емісії обумовлює інерційність. Для розвитку лавини необхідно певний час (миттєве значення поля E визначає не величину лавинного струму, а швидкість його зміни).

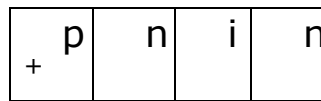
Зміна струму емісії I_e відстає від зміни електричного поля на час t_3 . Отже, у нас під дією змінної напруги в шарі помноження будуть формуватися згустки електронів.

На виході будемо мати короткі імпульси струму (Рис 2.)

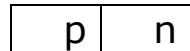
Бачимо, що змінна складова струму знаходиться у протифазі до прикладеної напруги. При цьому в діоді спостерігається диф. від'ємна провідність.

Можна виділити три діодні структури, які можуть використовуватися у якості ЛПД:

1) діод Піда



2) діод Тагера



3) діод Місави



Можна виділити два основні режими роботи ЛПД:

1) *impatt* – не дуже високі амплітуди поля НВЧ. КПД – 25% ;

2) *trapatt* – різкий неоднорідний розподіл електричного поля, значна напруга НВЧ на діоді.

Виникаючі носії заповнюють весь простір дрейфу у вигляді електронно-діркової плазми. Провідність діода різко зростає і через нього за час від'ємного напівперіоду „проштовхується” імпульс струму великої амплітуди. Саме цим і обумовлена велика від'ємна провідність ЛПД в *trapatt*-режимі.

Розсмоктування носіїв заряду проходить дуже повільно і закінчується до моменту переходу напруги до позитивного напівперіоду.

Режимы генерации и усиления. На основе ЛПД можно создать СВЧ-генераторы (ГЛПД) и усилители (УЛПД). В обоих случаях ЛПД включен в колебательную систему. Генерацию или усиление объясняют наличием при определенном режиме работы ЛПД отрицательного дифференциального сопротивления.

Отрицательное сопротивление зависит от тока ЛПД, поэтому в ГЛПД с заданным сопротивлением потерь (сопротивления нагрузки, резонатора и областей диода) существует минимальный пусковой ток, начиная с которого возможна генерация. При токе менее пускового обеспечивается усилительный режим. Простейшая схема ГЛПД показана на рис. 10.10. Схема содержит коаксиальный резонатор, перестраиваемый с помощью поршня (плунжера) и ЛПД, помещенного между центральным проводником резонатора и его торцом (ЛПД находится в пучности напряжения).



Рис. 10.10

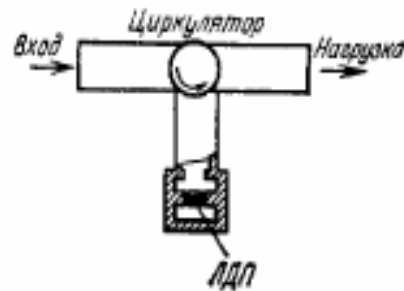
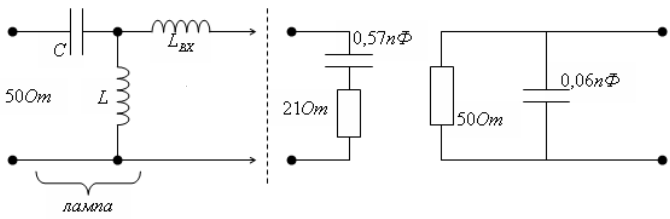


Рис. 10.11

57. Підсилення НВЧ сигналів.

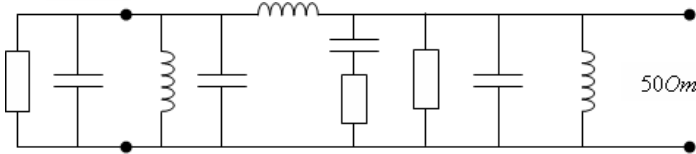
Підсилювачі на НВЧ - транзисторах.

Підсилювачі НВЧ відрізняються від звичайних тим, що треба узгодити вхід-вихід та каскади.



Наприклад розглянемо еквівалентну схему транзистора АП-326А:

Для узгодження з лінією 50 Ом



підключають L_{BX} і трансформатор (лампу). L_{BX} підбирається так, щоб узгодити з опором 50 Ом. Аналогічно

створюється резонанс та узгодження по опору на виході:

Принципова схема підсилювача:

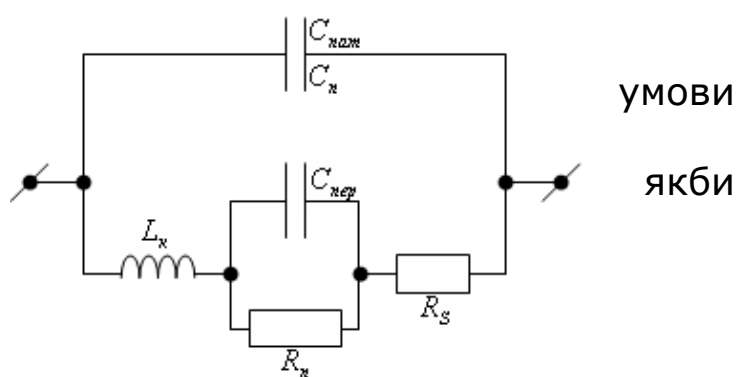
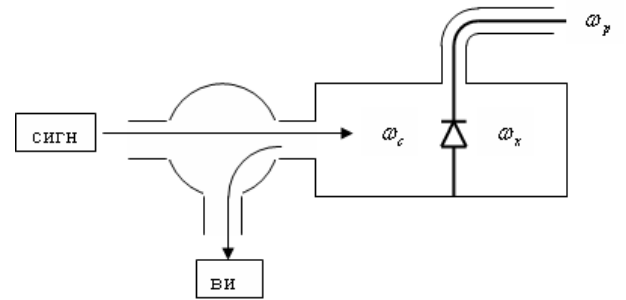
Параметричний підсилювач на НП-діодах.

$C = C_0 + \Delta C \cdot \cos \omega t$. Система генерує $\omega = \omega_1 + \omega_2$, при $\Delta C > C_{nop}$, якщо ж $\Delta C < C_{nop}$ то система не генерує, проте зовнішній сигнал не підсилюється. ω - частота накачки.

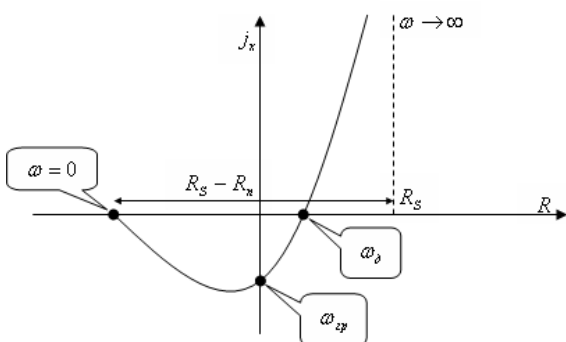
Інший варіант: ω_c - сигнал, ω_x - холостий, ω_p - накачка. $\omega_c + \omega_x = \omega_p$.

Умова існування резонансу на сигнальній частоті: $x_{oc}(\omega_c) + x_d(\omega_c) = 0$, $x_{oc}(\omega_x) + x_d(\omega_x) + x_{oc}(\omega_x) = 0$ Тоді

змінюючи l_{oc} та l_{ox} , можна регулювати частоту, змінюючи резонансу. Схема була б "найбільш" мікроелектронною, можна було використати власні частоти діода. Спробуємо зробити це: розглянемо еквівалентну схему (див. Мал.):



умови якби



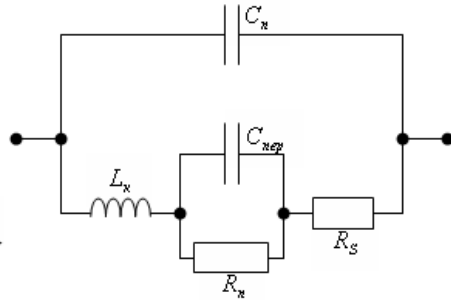
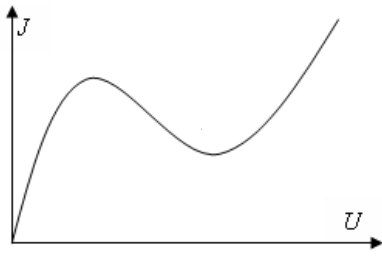
Тут може бути послідовний резонанс $L_k C_{nep}(\omega_d, \omega_{noc})$ і паралельний $L_k C_{nam}(\omega_{nap})$, $\omega_{noc} \sim 10^{11}$, $\omega_{nap} \sim 10^{12}$.

Останнім часом роблять C_{nam} малим, отже ω_{nap} дуже велика, і її не використовують. Можна

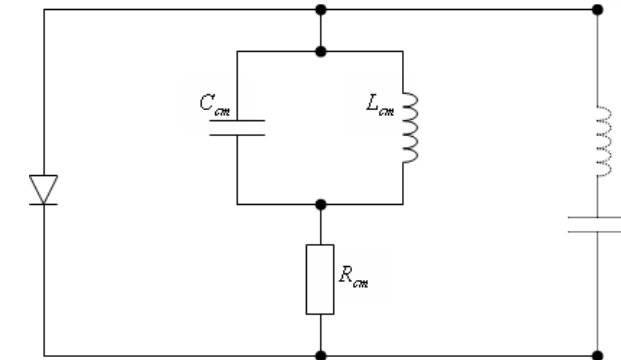
використовувати ω_{noc} . Розглянемо телевізійний параметричний підсилювач. ω_c, ω_x - позначені частоти відповідних резонаторів.

Генерування та підсилення НВЧ. Підсилювач на тунельному діоді.

ВАХ $J(U)$ тунельного діоду має від'ємну ділянку, де $\frac{dU}{dJ} < 0$. Будь-який діод



можна представити еквівалентною схемою: В термінах цієї схеми буде $\frac{dU}{dJ} = R_s + R_n = R_s - |R_n|$ (тут ми врахували опір переходу $R_n < 0$). Звичайні значення $R_n \sim 10 \div 100 \text{ Ом}$. Підрахуємо загальний опір діоду z_{ex} . Знехтуємо паразитичною ємністю C_n , тоді



$$z_{ex} = \left[R_s - \frac{R_n}{1 + \omega^2 C_{nep} R_n^2} \right] + i \left(\omega L_k - \frac{\omega_n C_{nep} R_{nep}}{1 + \omega^2 C_n^2 R_{nep}^2} \right), \text{ тут введено позначення:}$$

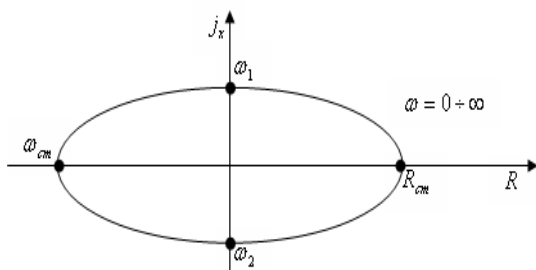
$$\omega_{zp}^2 = \frac{1}{(C_{nep} R_{nep})^2} \left(\frac{R_{nep}}{R_s} - 1 \right), \quad \omega_{\delta}^2 = \frac{1}{(L_k C_{nep})} \left(1 - \frac{L_k}{C_{nep} R_{nep}^2} \right).$$

У формулі R_n - по модулю, тобто його від'ємність вже враховано. Графічний вигляд опору чи іншої комплексної величини, де параметром є частота, представляється годографом. Зобразимо його: ω_{δ} - це резонансна частота діода, вона відповідає чисто реактивному опору. ω_{zp} - гранична частота, на якій опір перестає бути від'ємним. Може бути картина, коли $\omega_{\delta} < 0$, тоді настає самозбудження, оскільки тут резонанс і від'ємний опір. Щоб запобігти цьому, вводять стабілізуючі ланки для обмеження смуги частот від'ємного опору:

На резонансній частоті контуру

$$\omega \sim \frac{1}{\sqrt{C_{cm} L_{cm}}} \text{ опір всієї ланки } \infty, \text{ а на всіх}$$

інших частотах: $R = R_{cm}$. Таким чином, маємо два паралельно з'єднані опори. Один з них $R_2 < 0$, $R_1 = R_{cm} > 0$, тоді



сумарний опір $R_{\Sigma} = \frac{-R_1 |R_2|}{R_1 - |R_2|}$. Тоді при $R_1 < |R_2|$ буде $R_{\Sigma} > 0$, підсилення не

буде. Тепер годограф буде мати інший вигляд, смуга буде на частотах $\omega_1 < \omega < \omega_2$.

Крім цих елементів, у схемі використовуються узгоджуючі трансформатори.

Коефіцієнт підсилення підсилювача на тунельному діоді $\Gamma = \frac{z_{ex} - z_0}{z_{ex} + z_0}$.

При цьому тут вхід та вихід не розв'язані, тому, по суті, коефіцієнт підсилення є коефіцієнтом відбиття. Такі підсилювачі нестійкі, нестабільні – параметрично залежать від навантаження.

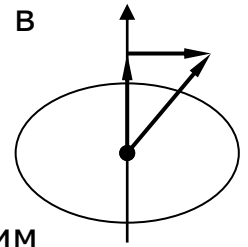
Транзистор має розв'язані вхід та вихід (зв'язок порядку МОм). Тому зараз використовують саме транзистори.

Регенеративний підсилювач – це генератор в недозбудженому режимі.

Перевага транзисторів – триполюсна схема (земля, вхід та вихід), хоча швидкодія гірша чим у діода.

58. Невзаємні елементи НВЧ.

Закон Ньютона каже, що $\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} = f \cdot \vec{F}$. Однак, в загальному випадку: $\vec{a} = \vec{f} \cdot \vec{F}$, тобто зв'язок не векторний, а тензорний – напрямком руху не завжди співпадає з напрямком сили. Приклад – гіроскоп чи дзига. В природі існують середовища, що працюють таким чином – електро- чи магнітно-гіротропні. У них намагніченість - $\vec{M} = \vec{\chi} \vec{H}$, поляризація - $\vec{P} = \vec{\chi}^e \vec{E}$.



$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{pmatrix}, \quad \vec{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & i\varepsilon_a & 0 \\ -i\varepsilon_a & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad \mu_a - \text{антисиметричний,}$$

$\vec{\mu} = 1 + 4\pi\vec{\chi}$. Ферити мають магнітогіротропні властивості, плазма має електрогіротропні властивості. Зараз використовують магнітогіротропність, тому її й розглядатимемо.

$$m_x = h_x \chi + h_y (i\chi_a) + 0 \cdot h_z$$

$$m = \vec{\chi} \cdot h \Rightarrow m_y = h_x (-i\chi_a) + h_y \chi + 0 \cdot h_z, \text{ бо } \vec{\chi} = \begin{pmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

$$m_z = 0$$

Тензор магнітної проникності фериту.

Рівняння Ландау-Лівшица руху в МП: $\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}]$. Ми будемо шукати $\vec{\chi}$ в $\vec{M} = \vec{\chi} \vec{H}$. $\gamma = \frac{e}{mc} = 2,8 \frac{M\Gamma u}{\text{eрст}}$. Нехай маємо феромагнітне середовище в \vec{H}_0 , при цьому орієнтація доменів $\vec{M}_0 \uparrow \vec{H}_0$, оскільки це енергетично вигідно.

Нехай тепер $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h} e^{i\omega t}$, $\vec{H}_0 \gg \vec{h}$, $\vec{H}_0 \perp \vec{h}$, тобто додали невелике змінне поле у перпендикулярному напрямку. Звичайно, при цьому зміниться \vec{M} : $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}$, $\vec{m} \ll \vec{M}_0$.

Тепер треба знайти $\vec{m} = f(\vec{h})$, тобто $\vec{m} = \vec{\chi} \vec{h}$. Розглядатимемо лінійну задачу, нелінійності не враховуємо. Можна представити $\vec{m} = \vec{m}_0 e^{i\omega t}$.

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{d\vec{m}}{dt} = \vec{m}_0 e^{i\omega t} i\omega$$

$$-\gamma [\vec{M} \times \vec{H}] = -\gamma \begin{vmatrix} i & j & k \\ m_x & m_y & M_0 \\ h_x & h_y & H_0 \end{vmatrix}. \text{ Ми знехтували } m_z, h_z \text{ прирівнявши їх}$$

відповідно з M_0, H_0 .

$$\begin{aligned} m_{ox} e^{i\omega t} i\omega &= -\gamma (m_{oy} e^{i\omega t} H_0 - M_0 h_y e^{i\omega t}) \\ m_{oy} e^{i\omega t} i\omega &= -\gamma (m_{ox} e^{i\omega t} H_0 - M_0 h_x e^{i\omega t}), \quad m_{oz} = 0 \end{aligned}$$

оскільки добутки $h \cdot m$

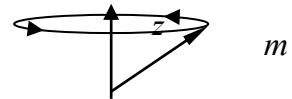
мають другу ступінь малості. З цієї системи одержимо розв'язок:

$$\begin{aligned} m_x &= \frac{M_0}{H_0} \frac{\omega_H^2}{\omega_H^2 - \omega^2} h_x + \frac{M_0}{H_0} \frac{i\omega\omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2} h_y = \chi h_x + i\chi_a h_y \\ m_y &= \frac{M_0}{H_0} \frac{\omega_H^2}{\omega_H^2 - \omega^2} h_y - \frac{M_0}{H_0} \frac{i\omega\omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2} h_x = \chi h_y - i\chi_a h_x \end{aligned}$$

. Тут гіромагнітна частота $\omega_H = \gamma H_0$, тобто маємо гіромагнітний ефект у фериті.

Ферит – це магнітний діелектрик.

При $\omega = \omega_H$ (нескінченності не буде, оскільки ω_H можна замінити як $\omega_H + i\omega'_H$) буде $m_y = -im_x$. Нехай



$$m_x = e^{i\omega t}, \quad m_y = -ie^{i\omega t} \quad \text{тоді} \quad \bar{m}_x = \text{Re}(e^{i\omega t}) = \text{Cos } \omega t, \quad \bar{m}_y = \text{Re}(-ie^{i\omega t}) = \text{Sin } \omega t.$$

Таким чином точка обертається по годинниковій стрілці.

Виявляється, магнітний момент, як і спін електрона, може рухатись лише по правому колу. Таким чином, лівополяризоване поле не буде впливати. На даних властивостях працюють всі прилади.

Прилади. Вони бувають трьох основних типів:

Резонансні. $\omega_H = \omega$, характеристика поглинання поля:

Прилади на ефекті **зміщення поля**.

Помістимо феритову кулю в поле. Хвиля рухається, налітає на кульку. Якщо куля в центрі, то поле на кулі матиме поперечну поляризацію. На стінці поляризація буде повздовжньою. Якщо куля ні в центрі, ні на стінці, то поле буде обертатися, тобто кругова поляризація. Таким чином у хвилеводі існують точки повздовжньої, поперечної та кругової поляризації. Оскільки моменти в фериті обертаються в одну сторону, то поляризація в різних точках хвилеводу буде різною. Взаємодія буде протилежною при зміні напрямку поля, напрямку хвилі та при симетричній зміні положення зразка у хвилеводі.

При взаємодії фериту з полем $\mu \gg 1$, при відсутності взаємодії $\mu \sim 1$.

У циркуляторі з феритом хвиля в одному напрямку буде взаємодіяти з феритом сильніше, ніж у протилежному (як і в хвилеводі – див. Мал.). Відповідно і довжина хвилі, що обертається за часовою стрілкою, буде λ_1 , а для хвилі, що обертається проти, λ_2 . Змінюючи радіус та H_0 , можна налагодити прилад так щоб хвиля повністю переходила: 1- \rightarrow 2, 2- \rightarrow 3, 3- \rightarrow 1 і не інакше.

Прилади на **ефектах Фарадея**.

Фарадеївський вентиль і циркулятор. Ці прилади працюють на великих потужностях. Вхідна та вихідна щілини повернуті на 45° одна відносно іншої. Всередині – ферит, навколо – електромагнітна

катушка. Підбираємо параметри так, щоб хвиля змінювала поляризаційний кут на 45° після проходження $1 \rightarrow 2$.

Отримуємо циркулятор $1 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 3$. Якщо замість 2 поставити заглушку, то отримаємо вентиль, бо хвиля піде $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$.

Мікросмужкові лінії з феритом. *Замість діелектрику беремо $\varepsilon, \tilde{\mu}$.*

Площина поляризація задана металевими смужками і не може обертатися. Можна змінювати $\beta = \beta(H)$. Є також три варіанти намагнічення [1], [2], [3].

1. $\mu_1 \approx \mu_\perp$. 2. $\mu_2 \approx 1$, оскільки в цьому напрямку змінне $\vec{h} \parallel \vec{M}_0, \vec{H}_0$, і не може взаємодіяти. 3. $\mu_3 \approx \mu \pm \mu_a$ (нас цікавить $\mu + \mu_a$).

ФІЗИЧНА
ЕЛЕКТРОНІКА

59. Електронна теорія твердих тіл: наближення вільних, слабо зв'язаних і сильно зв'язаних електронів.

Існує три наближення розгляду стану системи електронів у твердому тілі:

- наближення вільних електронів;
- наближення слабо-зв'язаних електронів;
- наближення сильно-зв'язаних електронів.

Щоб зрозуміти фізичний зміст цих наближень, розглянемо схематично характер електричного поля в ґратці твердого тіла. Припустимо, що є ланцюжок атомів, які розміщені на відстані a один від іншого. Тоді, якщо не враховувати вплив сусідів, на дуже близьких відстанях r від ядер атомів, менших радіуса K -оболонки електронів R_K , тобто при $r < R_K$, існує кулонівське електричне поле, яке утворене повним зарядом ядра Ze , так що потенціальна функція цього поля $U \sim \frac{Ze^2}{r}$. На відстанях r , більших R_K , але менших R_L -радіуса L -оболонки електронів (для простоти всі L -оболонки, а в подальшому й M -оболонки, об'єднані), тобто при $R_K < r < R_L$, поле ядра екранується полем двох електронів, розміщених на K -оболонках, так що $U \sim \frac{(Z-2)e^2}{r}$. На відстанях r , більших R_L , але менших R_M -радіуса M -оболонки електронів (для елементів з $Z \geq 19$), поле виявляється екранованим полем ще восьми електронів, тобто $U \sim \frac{(Z-10)e^2}{r}$, і т.д. Отже, по мірі віддалення від ядра залежність $U(r)$ слабшає. Це ослаблення виявиться

ще більшим, якщо врахувати вплив середніх атомів. При врахуванні цієї обставини в середині між ядрами при $r = \frac{a}{2}$ електричне поле взагалі рівне нулю, так що $U\left(\frac{a}{2}\right) = U_{max}$ (рис. 1).

Наведені якісні міркування не зміняться, якщо від одновимірного ланцюжка атомів перейти до об'ємної ґратки. Таким чином, всередині твердого тіла є просторові області, в яких потенціал змінюється різко, і ділянки, де він змінюється слабо. При цьому області з сильним електричним полем примикають до ядер, і це поле майже таке ж, як і поле в

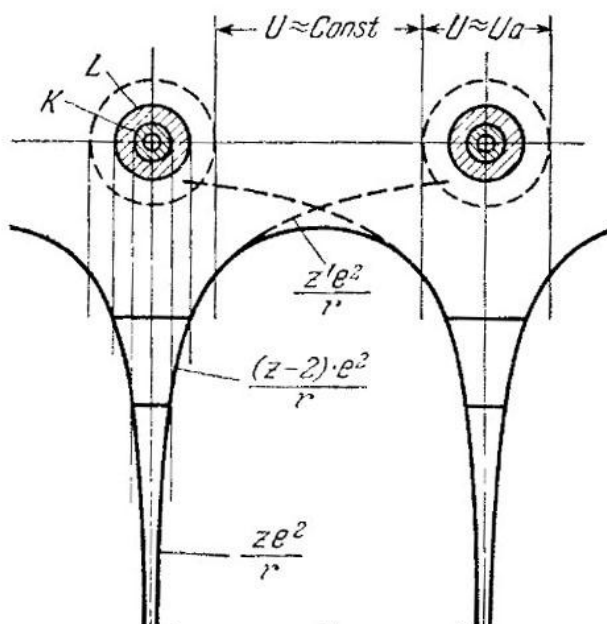


Рис.1

ізолюваних атомах, з яких побудований кристал (тобто полем, яке утворене сусідніми атомами, в нульовому наближенні можна знехтувати). Області ж зі слабким потенціальним рельєфом зосереджені в просторі між ядрами. Оцінимо, в якій частці об'єму

кристала поле сильне. Вважатимемо, що воно сильне всередині сфери з радіусом $r = \frac{a}{3}$, що відповідає об'єму $\frac{4}{3}\pi\left(\frac{a}{3}\right)^3 \approx 0,15a^3$. Оскільки елементарна комірка кристала має об'єм a^3 , то виявляється, що вона «заповнена» сильним полем лише приблизно на 15%. Отже, й в усьому кристалі на частку областей з сильним полем припадає 15% усього об'єму. Таким чином, в значній частині об'єму кристала потенціальний рельєф виражений слабо. Тому при виборі потенціальної функції $U^{(0)}(r)$ поля в кристалі доцільно весь його об'єм схематично поділити на дві частини:

Області зі слабким полем, на які припадає переважна частина об'єму кристала і для яких потенціальну функцію можна представити у вигляді

$$U(r) = U^{(0)}(r) + \delta U(r), \quad (1)$$

де $U^{(0)}(r) = \text{const}$ (тобто вважати, що в нульовому наближенні в кристалі поле позитивних іонів компенсовано полем решти електронів, крім того, яких розглядається), $U(r)$ – просторово-періодична функція з періодом, рівному сталій ґратки. Вона враховує неповну локальну компенсацію поля іонів електронами, тобто наявність періодичності будови кристала, причому $\delta U(r) \ll U^{(0)}(r)$.

Області з сильним полем, зосереджені поблизу ядер та займають незначну частину об'єму кристала, для яких потенціальні функції $U(r)$ поблизу кожного з вузлів, знаходяться в точках R_k , близькі до потенціальних функцій ізольованих атомів $U_a(r - R_k)$, так що

$$U(r) = U^{(0)}(r) + \delta U(r), \quad (2)$$

причому при r , близьких до R_k , маємо

$$U^{(0)}(r) = U_a(r - R_k),$$

$$\delta U(r) \ll U_a(r - R_k).$$

Таким чином, $U^{(0)} = U_a$ враховує періодично розташовані в просторі атомні потенціальні ями, але нехтує спотворенням поля поблизу даного вузла ґратки полями сусідніх атомів, а δU – поправна функція, яка враховує цей вплив сусідів.

Хвильові функції електронів твердого тіла, які мають різні енергії, по-різному локалізовані в об'єму кристала. Так, хвильові функції найбільш сильно-зв'язаних електронів, тобто електронів, які мають найменші енергії в кристалі, наприклад, хвильові функції K -електронів, відносно великі лише поблизу ядер й малі вже на невеликих у порівнянні зі сталою ґратки віддаленнях від них. Електронні хмари цих електронів зосереджені головним чином поблизу ядер. Тому для опису таких електронів природно вибрати потенціальну функцію нульового наближення $U^{(0)}(r)$ можливо більш близьку до істинної функції саме в цих областях кристала, не прагнучи до близькості цих функцій до решти області кристала, тобто функцію вигляду (2). Приблизний розгляд стану системи електронів,

витаючи з потенціальної функції вигляду (2), називається **наближенням сильно-зв'язаних електронів**.

Хвильові функції валентних електронів суттєво відрізняються від нуля на відстанях, порівняних з половиною сталої ґратки, так що електронні хмари цих електронів більш рівномірно розмазані по об'єму кристала. Тому, якщо врахувати, що в переважній частині об'єму кристала потенціальний рельєф виражений слабо, для опису стану цієї групи електронів можна скористатися потенціальною функцією $U^{(0)}(r)$ вигляду (1). Наближений розгляд системи електронів, в якому в якості потенціальної функції береться вираз (1), називається **наближенням слабо-зв'язаних електронів**.

Як в наближенні сильно-зв'язаних, так і слабо-зв'язаних електронів, як видно з самого вигляду функцій (2) та (1), задачу о вигляді хвильової функції і спектрі енергії можна розв'язувати методами теорії збурень. Нульовим наближенням для випадку сильно-зв'язаних електронів є хвильові функції й значення енергії електронів в ізольованих атомах, випадку слабо-зв'язаних електронів – хвильові функції й значення енергій «вільних» електронів, бо в цьому випадку $U^{(0)}(r) = const$.

Наближення «вільних» електронів має сенс не лише як нульове наближення для випадку слабо-зв'язаних електронів, але може бути використано і як незалежний розгляд, який достатньо добре описує стан системи електронів провідності в металах і, в особливості, в лужних металах. Електронні хмари електронів провідності найбільш рівномірно розмазані по всьому кристалу, так що роль потенціального рельєфу для них найменша. Тому з достатньою точністю для них можна припустити, що в кожній точці всередині кристала поле позитивних іонів ґратки компенсоване полем решти електронів, крім того, яких розглядається, так що на електрони провідності, які рухаються в кристалі, електричні сили не діють, і він рухається вільно. Лише на границях тіла поле сил роботи виходу створює потенціальні пороги. Таким чином, для електронів провідності шматок метала в цьому наближенні представляє собою «потенційний ящик з гладеньким дном».

60. Кристалічна гратка та електронні властивості твердих тіл. Властивості речовин як особливості руху електронів.

Кристал - це тверді тіла, атоми і молекули яких займають певні, впорядковані положення в просторі. Результат цього – правильна зовнішня форма кристалу.

Кристалічна гратка - регулярне положення складових частинок (атоми, іони), яке характеризується періодичною повторюваністю у 3-х напрямках.

Існування кристалічної гратки пояснюється тим, що сили відштовхування і притягання знаходяться в рівновазі, яка відповідає мінімуму потенційної енергії і досягається при 3-Д симетрії.

Оскільки спостерігається 3-Д симетрія, то для опису положення частинок можна вибрати елементарну комірку (будь-яку).

Вимоги :

- мінімальна кількість частинок в комірці;
- перетворення об'єкта самого в себе при переміщенні в 3-х напрямках.

$\Psi(x, y, z) = \Psi(x + na, y + mb, z + lc)$. Фізичний зміст цієї формули – частинки в елементарній комірці є еквівалентними. 2 однакові комірки описуються однаковою хвилевою функцією.

Слід відмітити те, що існує таке поняття, як дефекти. Дефект – будь-яке відхилення від ідеальної періодичної структури кристала. Вони поділяються на (за розмірами): атомарні та макроскопічні. Причини їх виникнення можуть бути різними: теплова дія, додавання домішок, механічна дія, бомбардування. За формою поділяються на точкові (між вузлові та домішкові), лінійні та об'ємні.

Кількість вакансій (вакансія – відсутність атома в будь-якому вузлі кристалічної гратки) залежить від температури. Існування вакансій призводить до дифузії атомів. $N_{vac} \approx 1-2\% N_{атомів}$ для будь-якого металу при $T \approx T_{плав}$. Але, незважаючи на малу кількість вакансій, вони спотворюють густину кристала і впливають на теплоємність та електропровідність.

Також існує таке поняття як дислокації (зміщення). Вони виникають внаслідок нестійких умов кристалізації та зміщення кристалів або при механічних навантаженнях. Дуже сильно впливають на механічні властивості, в спектрі з'являються нові лінії, а старі змінюються, змінюються сегнетоелектричні властивості та теплоємність.

З кінетичним рухом електронів пов'язані такі властивості твердого тіла, як теплопровідність, електропровідність і термоелектричні властивості.

Теплопровідність. Якщо в середині тіла існує різниця температур, то тепла енергія переходить у бік більш холодної частини. Такий вид теплопередачі обумовлений тепловим рухом та зіткненнями

молекул. Інтенсивність теплопередачі за рахунок теплопровідності залежить від градієнта температури, тобто відношення різниці температур на кінцях стрижню до відстані між ними. Вона залежить також від площі поперечного перерізу стрижня (в м^2) і коефіцієнта теплопровідності матеріалу.

Теплопровідність металів обумовлена коливаннями кристалічної ґратки та рухом великої кількості вільних електронів (які інколи називають електронним газом). Рух електронів відповідає і за електропровідність металів.

Електропровідність – величина, яка характеризує властивість тіл проводити електричний струм. Визначається існуванням в них рухливих заряджених частинок (носіїв заряду) – електронів, іонів та інш.

61. Потенціальний бар'єр на межі твердого тіла. Контактна різниця потенціалів. Робота виходу.

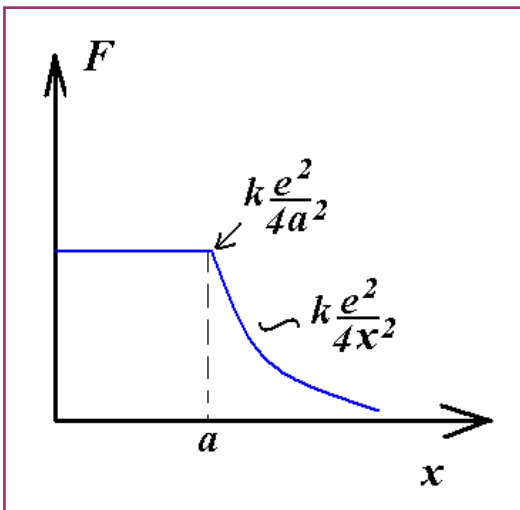
Природа сил, які утримують електрон і протидіють його виходу з катода досить проста. При виході електрона з катода на поверхні останнього утворюється індукований позитивний заряд. Структура і величина поля будуть такими ж як від позитивного заряду, який рівний за величиною заряду електрона і віддалений від поверхні на ту ж відстань x , що і сам електрон (тобто є його дзеркальним відображенням). Сила, що діє на електрон з боку позитивного заряду

дорівнює: $F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2}$ (*), а енергія, котру необхідно витратити, щоб

перемістити електрон з відстані $x = r$ на $x = \infty$ дорівнює:

$$\dot{A} = \int_r^{\infty} F(x) dx = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_r^{\infty} \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0} \frac{1}{x} \Big|_r^{\infty}$$

межах $(0, \infty)$ і визначити таким чином роботу виходу не вдається, бо при r порядку міжатомних відстаней формулою (*) не можна користуватись. Якщо це зробити, $\dot{A} \rightarrow \infty$, що не справджується на практиці. Дзеркальне відображення справедливе для твердого тіла, це є ідеалізація. Тому потенціал представляють у вигляді показаному на малюнку:

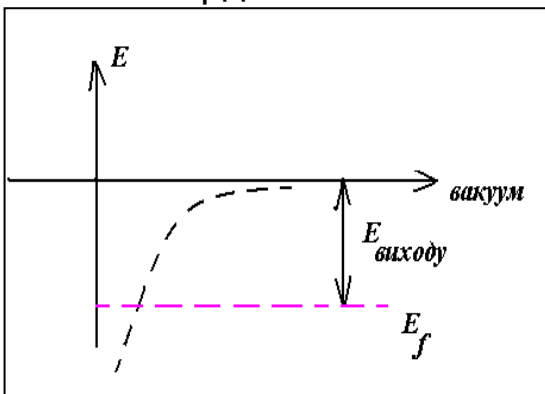


$$\text{Тоді } \dot{A} = \int_0^a k \frac{e^2}{4a^2} dx + \int_a^{\infty} k \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{ke^2}{2a}$$

Робота виходу – це робота проти всіх сил. Характерні значення для метала $A \approx 4eV$, а в експерименті 3-5 eV.

Потенційний бар'єр – наявність потенційного бар'єру на межі метал-вакуум пояснюється необхідністю подолання електронам взаємодії з зарядом електростатичного зображення.

Для того щоб перевести електрон з твердого тіла в вакуум, необхідно затратити певну енергію, тобто на межі твердого тіла і вакууму існує енергетичний бар'єр, який



перешкоджає виходу електронів з кристалу, тому залишити тверде тіло можуть тільки ті електрони, які мають енергію достатню для подолання цього бар'єру. Енергія A – називається **роботою виходу** і рівна різниці між енергією електрона, що покоїться в

вакуумі біля поверхні тіла і рівнем Фермі E_f в данному тілі.

При контакті двох різних металів встановлюється деяка різниця потенціалів, що залежить від роботи виходу двох металів. Вона не залежить від кількості металів в контактах, а визначається лише двома крайніми. Коли встановиться стаціонарний стан, потоки електронів з одного металу в інший вирівнюються, то $dN_{v1} = dN_{v2}$.

$$\frac{2m^3 v_{x1} dv_{x1} dv_{y1} dv_{z1}}{h^3 \exp\left(\frac{E - E_{F1}}{kT}\right) + 1} = \frac{2m^3 v_{x2} dv_{x2} dv_{y2} dv_{z2}}{h^3 \exp\left(\frac{E - E_{F2}}{kT}\right) + 1} \quad \text{та записуючи закон}$$

збереження енергії (вилітаючи з металу 1 в метал 2 енергія електрона не зміниться):

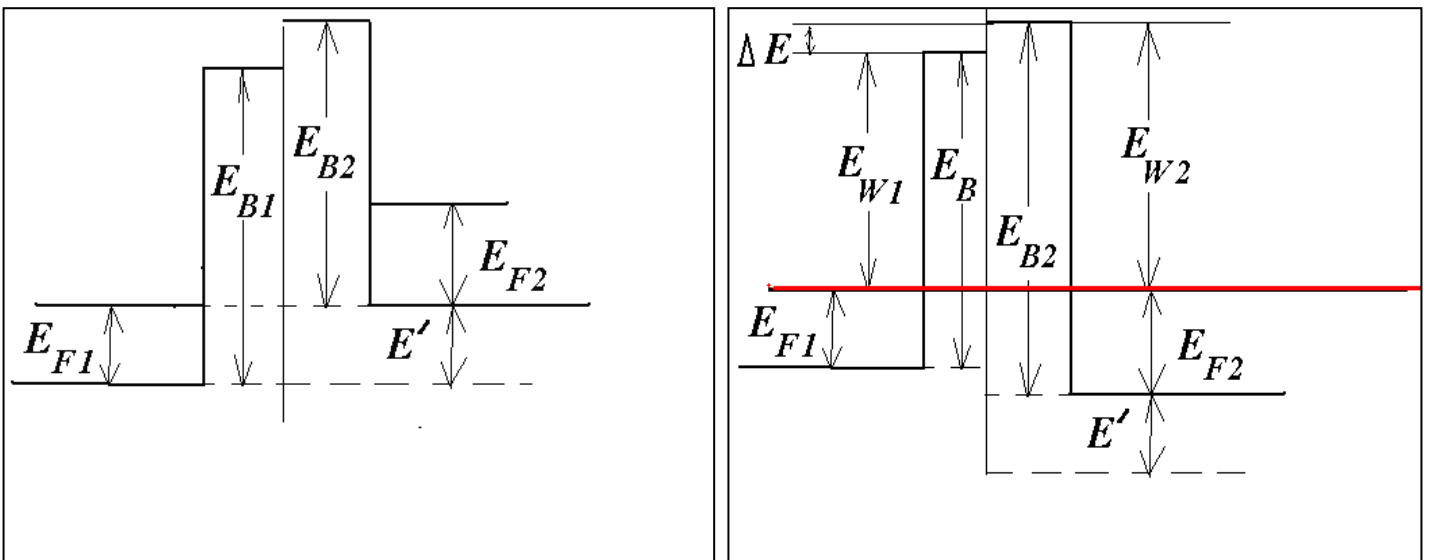
$$\frac{m v_{x1}^2}{2} = \frac{m v_{x2}^2}{2} + E', \quad \text{де } E' - \text{різниця між нульовими рінями металів, тобто}$$

$$E' = E_{F1} - E_{F2}.$$

Енергетичні рівні металів до контакту (зліва) та після (зправа див. малюнок)

$$\Delta E = E_{W1} - E_{W2}$$

$$\text{Різниця потенціалів } \varphi = \frac{\Delta E}{e} = \frac{E_{W1} - E_{W2}}{e}$$



62. Електронна емісія. Властивості електронів, які залишили метал.

Емісія - процес покидання електроном поверхні твердого тіла.

За способом подання енергії E розглядають різні типи емісій:

термоелектронна емісія (виліт електронів під дією тепла);

вторинна електронна емісія (бомбардуємо іншими електронами з більшою E);

автоелектронна емісія (прикладаємо потенціал до металу в прискорюючому напрямку. Тут спостерігаються 2 явища: тунелювання і пониження потенційного бар'єру (ефект Шоткі));

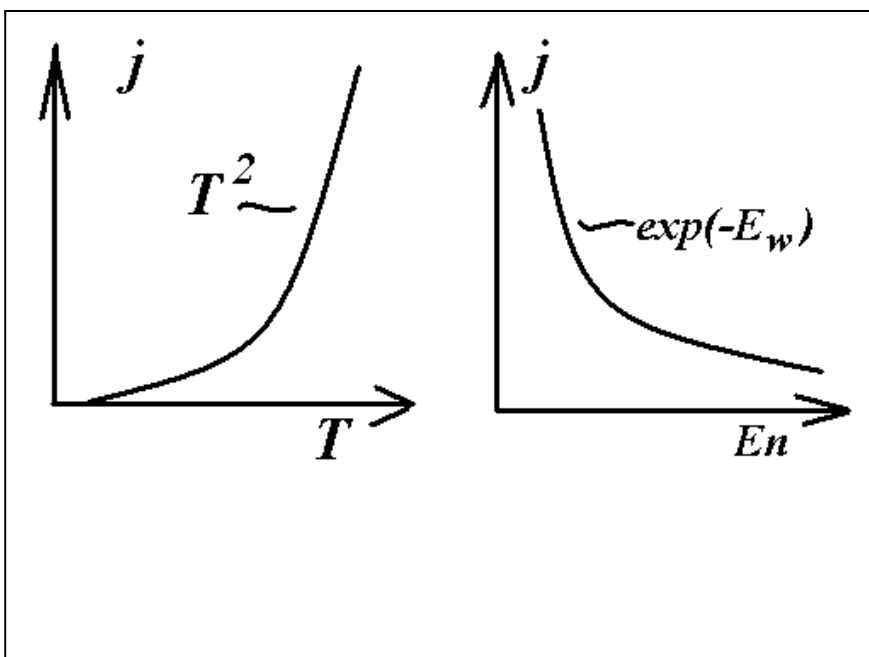
фотоелектронна емісія (освітлюємо поверхню металу фотонами $h\nu$);

вторинна іонно-електронна емісія (бомбардуємо іонами).

Для того щоб перевести електрон з твердого тіла в вакуум, необхідно затратити певну енергію, тобто на межі твердого тіла і вакууму існує енергетичний бар'єр, який перешкоджає виходу електронів з кристалу, тому залишити тверде тіло можуть тільки ті електрони, які мають енергію достатню для подолання цього бар'єру. Енергія A - називається роботою виходу і рівна різниці між енергією електрона, що покоїться в вакуумі біля поверхні тіла і рівнем Фермі E_f

в данному тілі. Умова виходу електрона: $E \geq E_{\text{Виходу}}, \frac{mv^2}{2} \geq E_{\text{Виходу}}$, й одна з компонентів швидкості повинна бути перпендикулярна до площини поверхні.

Підрахувавши кількість електронів, що задовольняють таким умовам запишемо вираз для густини струму: $j = a_0 T^2 \exp(-\frac{E_w}{kT})$ - це рівняння



Річардсона-Дешмана, де

$$a_0 = \frac{4\pi m k^2}{h^3} e_0,$$

$E_w = E_B - E_{F0}$ - робота виходу.

Середня енергія електронів, що емітували з металу: $\bar{E} = E_B + 2kT$

63. Вплив електричного поля на емісійні властивості металів.

Якщо прикласти потенціал до металу, то це призведе до спотворення поля. $E = E_{e.n} + E_{m.m}$, де $E_{m.m} = -k \frac{e^2}{4x}$ (кулонівський потенціал) і $E_{e.n} = -e\epsilon x$ (напруженість електричного поля). Спотворення поля: $E = -\frac{e^2}{4x} - e\epsilon x$. Максимум став нижче на $2\Delta E$: $E'_e = E_e - 2\Delta E$. Це призведе до збільшення j . Термоемісійний струм:

$$j_0 = aT^2 \exp\left(-\frac{E_e}{kT}\right) \text{ (без зовнішнього поля)}$$

$$j = aT^2 \exp\left(-\frac{E_e - 2\Delta E}{kT}\right) \text{ (з полем)}$$

$$j = aT^2 \exp\left(-\frac{E_e}{kT}\right) \exp\left(\frac{2\Delta E}{kT}\right) = j_0 \exp\left(\frac{2\Delta E}{kT}\right) \text{ (маємо збільшення}$$

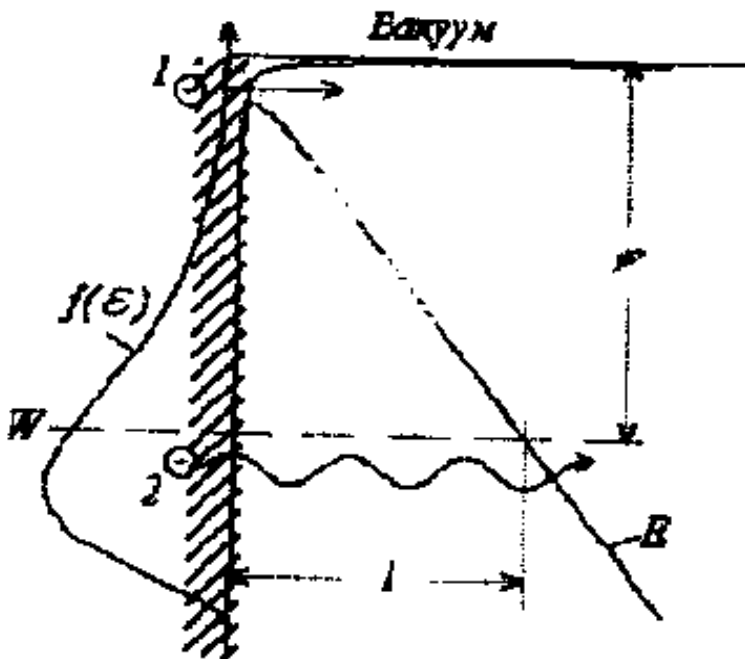
струму).

Це і є ефект Шоткі – збільшення струму при накладанні зовнішнього поля, внаслідок зниження бар'єру.

Розрахуємо зменшення:

$$\left(-k \frac{e^2}{4x} - e\epsilon x\right)' = 0 \Rightarrow x_0 = \sqrt{k \frac{e}{4\epsilon}}$$

$$E(x_0) = -e\sqrt{\epsilon \cdot k \cdot e} \Rightarrow j = j_0 \exp\left(\frac{e\sqrt{e \cdot \epsilon \cdot k}}{kT}\right)$$



Тобто $j \sim \exp(\sqrt{\epsilon})$. Але виявилось (при дослідженні), що при переході до великих ϵ , залежність стає крутішою, ніж це є згідно формули. Отже, там діє інший механізм. При напруженості електричного поля E , що перевищує 10^6 В/см, спостерігається зростання фотоемісійного струму за рахунок тунелювання електронів з порівняно низькими енергіями через потенціальний бар'єр, що

утворюється у поверхні катода. Це і є явище автоелектронної емісії, під час якої з катода можуть виходити не тільки електрони, які знаходяться на "хвості" функції розподілу і мають енергію вищу за висоту потенціального бар'єра, але й основна маса електронів, що мають енергію порядку W – енергії, що відповідає рівню Фермі.

Автоелектронна емісія починається тоді, коли ширина потенціального бар'єра $L = \varphi/E$ для енергій W (що відповідає рівню Фермі), стає сумірною з дебройлівською довжиною хвилі $\lambda = h/mv$ для електронів з цією енергією.

На рис. електрон 1 – відповідає додатковій емісії за рахунок ефекту Шоттки, а електрон 2 – автоелектронній емісії.

На відміну від інших видів емісії, які можна описати в межах класичних уявлень, автоелектронна емісія (тунелювання електронів крізь потенціальний бар'єр) – це чисто квантово-механічні явища.

Потрібне для автоелектронної емісії велике значення напруженості поля E_k на поверхні катода можна створити, наприклад, у системі, що складається зі сферичного анода з радіусом r_a і сферичного вістря-

катода з радіусом r_k . У такій системі
$$E_k = \frac{r_a}{r_k(r_a - r_k)} U_a \approx \frac{U_a}{r_k},$$
 де

U_a – напруга на аноді.

Оскільки для тунельного проходження через потенціальний бар'єр електрон не потребує додаткової енергії, автоелектронна емісія є найбільш економним різновидом емісії і це визначає її велике значення в сучасній емісійній електроніці.

64. Методи отримання вакууму.

Вакуум – стан газу при тиску, менше атмосферного $p < p_{\text{атм}}, p_{\text{атм}} = 760 \text{ мм.рт.ст.} = 1 \text{ атм} = 1.01 \cdot 10^5 \text{ Па}$.

Вакуумні насоси – пристрої для видалення газів і парів для отримання вакууму: форвакуумні (створюють низький і середній вакуум), високо вакуумні (високий, надвисокий), проміжні (бустерні).

За принципом дії насоси поділяються на :
проточні (виведення газу ззовні з насосу)

а) механічні (механічна зміна робочого об'єму)

б) струменеві

в) іонні

г) молекулярні

- сорбційні (утримання газу всередині насосу)

Механічні в свою чергу поділяються на :

а) поршневі

б) пластинчасті

в) пластинчатороторні

(пояснення до мал.): При обертанні ротора з платинами захоплюється деякий V газу, стискається і викидається через клапан, що знаходиться під рівнем масла, яке перешкоджає потраплянню атмосферного повітря у насос. Забезпечує 10^{-2} мм.рт.ст.

Струмені парів масла вибиваються із сопел, захоплюють молекули газів, конденсуються на охолоджуваному водою корпусі і стікають

Забезпечує до 10^{-7} мм.рт.ст.

Струменевий насос.

Принцип дії – захоплення молекул залишкового газу, при подачі струменя високого тиску.

Забезпечує до 10^{-2} - 10^{-1} мм.рт.ст

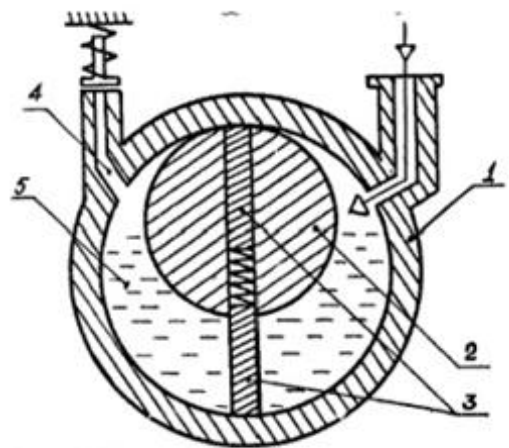
Турбомолекулярний насос.

Обертається диск , в якому є прорізи , з великою швидкістю . Швидкість підбирається така, щоб молекула рухалась між прорізами (7000-8000 об/хв). Дисків 10-20 шт. Другий диск рухається в протилежному напрямку.

Забезпечує 10^{-7} мм.рт.ст

Кріонасоси.

Принцип дії заснован на конденсації газів на тверде тіло при малих температурах. Забезпечує тиск 10^{-15} мм.рт.ст



Форвакуумный насос

Рис.1. Схема форвакуумного насоса:

1 - корпус, 2,3 - пластина, 4- клапан,

5 - вакуумное масло

65. Методи вимірювання вакууму.

Вакуум – стан газу при тиску, менше атмосферного $p < p_{\text{атм}}$,
 $p_{\text{атм}} = 760 \text{ мм.рт.ст.} = 1 \text{ атм} = 1.01 \cdot 10^5 \text{ Па}$

Прилади для вимірювання вакууму – вакууметри – рідинні, деформаційні, вязкісні, теплові, іонізаційні, магнітні, компенсаційні, радіометричні.

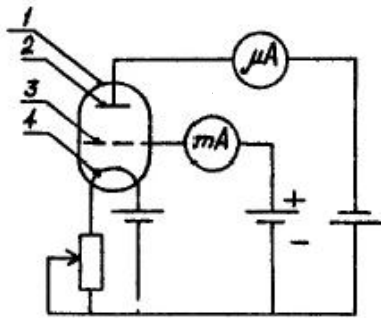


Рис. 4. Схема іонізаційного вакуумметра:

1 - скляний баллон, 2 - анод, 3 - сітка, 4 - катод

Принципи вимірювання :
 прямі вимірювання величин (абсолютні).

непрямі (перерахування - відносні) – вимірюють величину, яка залежить від тиску.

Іонізаційний – електрони

із розігрітого катоду прямують до сітки, іонізуючи молекули газу. Іони створюють іонний струм, що при $T = \text{const}$ $I \sim p$.

Молекули газу можуть іонізуватися α -частинками, які випромінюються радіоактивним ізотопом. Число іонізованих молекул, що потрапляють на колектор, пропорційне тиску газу. Вимірюють

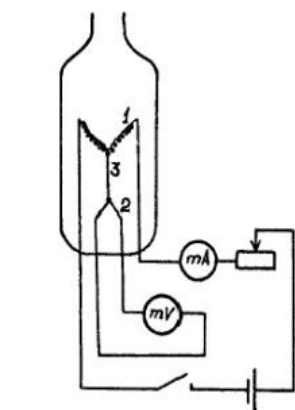


Рис.3. Схема, термопарного вакуумметра: 1 - нагрівач, 2 - термопара, 3 - перемикач

10^{-3} мм.рт.ст. Вимірюється T нитки накалювання, що регулюється молекулярною теплопровідністю газу, що оточує нитку, яка залежить від тиску при $p \ll 1$ мм.рт.ст.

сили струму, які з'явилися внаслідок іонізації надлишкового газу. $I = a \cdot c \cdot p$, де a – чутливість системи, c – ймовірність іонізації, p (10^{-8} - 10^{-1} Па).

Термопарний

вакуумметр

використовують для вимірювання до 10^{-3}

Рідинні. Має вигляд вигнутої трубки. $p_0 - p_x = \rho \cdot g \cdot h \Rightarrow$

$p_x = p_0 - \rho \cdot g \cdot h$, де p_0 - атмосферний тиск (реперний), ρ -

густина рідини. Якщо трубку з одного кінця запаяти, то $p_0 = 0 \Rightarrow$

$p_x = \rho \cdot g \cdot h$

Але , насправді, $P_0 \neq 0$ ($p_0 \rightarrow 0$), оскільки треба враховувати тиск насичених парів. Тому і вибирають ртуть, тому що у неї p_0 найменший. Точність виміру обмежена точністю виміру довжин.

Деформаційні. Принцип дії – зміна геометричних розмірів тіла, при зміні внутрішнього тиску. Точність вимірювання тиску залежить від точності виміру довжин

66. Електронна спектроскопія. Дослідження енергетичних характеристик металів.

Електронна спектроскопія є дуже чутливим методом для визначення спектрів поглинання, пропускання або відбиття, дослідження кінетики реакції, яка супроводжується спектральними змінами. В загальних умовах спектри мають дифузійний характер. Ці спектри дозволяють встановити наявність тих чи інших груп в молекулі, тобто здійснити груповий аналіз. За допомогою спектроскопічних методів отримують інформацію про хімічний склад, про структуру поверхні, та про структуру заповнених і незаповнених енергетичних рівнів, про характер зв'язку метал-адсорбат. Дуже широко застосовується електронна спектроскопія, яка базується на аналізі електронів, розсіяних або емітованих поверхнею твердого тіла. В електронній спектроскопії реалізується 3 основних підходи:

Застосування рентгенівських променів для збудження електронів внутрішніх оболонок (рентгенівська фотоелектронна спектроскопія).

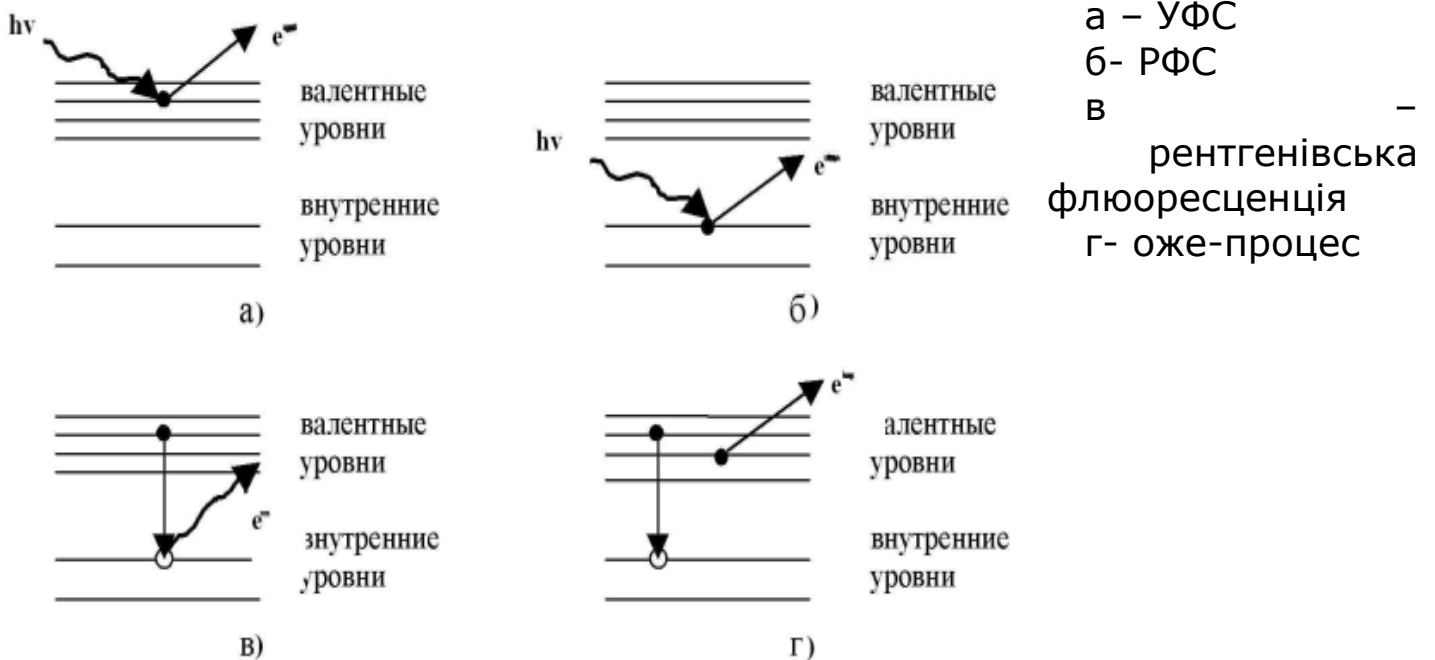
Застосування ультрафіолетового випромінювання, яке дозволяє дослідити валентні рівні (ультрафіолетова електронна спектроскопія).

Дослідження оже-електронів (електронна оже-спектроскопія).

При опроміненні поверхні фотонами баланс енергій може бути записаний у вигляді: $E_{кин} = h\nu - \varepsilon_{св}$. Знаючи енергію первинного

опромінення $h\nu$ та визначаючи експериментально кінетичну енергію

емітованих електронів $E_{кин}$, можна знайти енергію зв'язку даного атому або молекули з поверхнею. Процеси, які характерні для електронної спектроскопії, можна проілюструвати за допомогою схем, представлених на мал.:



Спектроскопічні методи можна розділити на наступні групи: методи дослідження структурних та енергетичних характеристик поверхні, методи дослідження хімічного складу поверхні та методи дослідження кінетики поверхневих реакцій.

Ультрафіолетова фотоелектронна спектроскопія

В даному випадку на поверхню твердого тіла падає ультрафіолетове випромінювання, та досліджуються емітовані фотоелектрони . В процесі дослідження реєструється енергетичний спектр емітованих фотоелектронів.

Для появи електронів повинна бути виконана можливість електронного переходу з деякого заповненого енергетичного рівня на рівень, який знаходиться вище рівня вільного електрона. При цьому вимірний розподіл фотоелектронів по енергіям відображає густину заповнених енергетичних рівнів як об'ємних, так і поверхневих. Приблизна глибина – 5 нм.

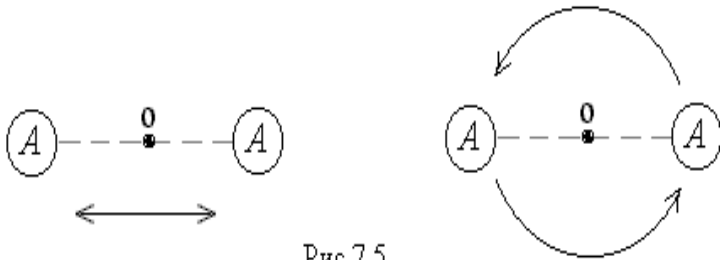
Автоелектронна емісія

Цей метод використовується для аналізу зон поверхневих станів системи тверде тіло-адсорбат. Для цього методу виготовляється тонке вістря для того, щоб можна було створити велике електричне поле біля поверхні, приклавши до вістря велику від'ємну напругу. При таких умовах можливе тунелювання електрона у вакуум із заповнених станів, які знаходяться нижче енергії Фермі. Зміна електронної емісії дає інформацію про взаємодію адсорбованих молекул з твердим тілом. Приблизна глибина – 0,5 нм.

67. Елементарні процеси в іонізованому газі.

Непружні співударяння. При непружних співударяннях одна (або дві) з взаємодіючих частинок переходить у якісно інший стан, що має певну потенціальну енергію $E_{\text{п}}$. Отже, загальна кінетична енергія взаємодіючих частинок тепер не зберігається:

$$\frac{1}{2} m u_1^2 + \frac{1}{2} M v_1^2 = \frac{1}{2} m u_2^2 + \frac{1}{2} M v_2^2 + E_{\text{п}}.$$



Сам же процес непружної взаємодії можна умовно описати формулою:

$A + B \rightarrow A + B'$, яка показує, що частинка B після співударяння

переходить у новий стан B' . Оскільки ж атоми і молекули можуть набувати різні стани B' , то і непружні процеси можуть бути вельми різноманітними.

Перезарядження. Перезарядження – це обмін взаємодіючих частинок електронами: $A^+ + B \rightarrow A + B^+$.

При такому співударі іона A^+ з нейтральною частинкою B електрон переходить від B до A . Частинка A нейтралізується, а частинка B стає позитивним іоном.

При однакових енергіях однакових частинок цей процес виявити неможливо, бо при перезарядженні взаємодіючі частинки зберігають свою кінетичну енергію і відрізнити їх не вдається. Але якщо одна з частинок має кінетичну енергію набагато більшу, аніж друга (наприклад, швидкість іона A^+ набагато більша швидкості нейтральної молекули B), то після перезарядження утворюється повільний іон B^+ і швидка нейтральна молекула A .

Збудження коливальних і обертальних рівнів. Цей процес стосується молекул, що складаються з двох або більше атомів. Атоми у таких молекулах можуть коливатися або обертатися навколо загального центру ваги (рис.7.5). Такі рухи можуть бути збудженні при співударянні молекули з якоюсь іншою частинкою – молекулою, атомом, електроном або іоном. Такі рухи збуджуються легко навіть при дуже малих кінетичних енергіях взаємодіючих частинок.

Збудження електронних рівнів.

Електрони у електричному полі позитивного атомного ядра мають потенціальну енергію $E_n = \frac{e^2}{4\pi\epsilon r_0}$, де r - відстань від ядра. Тому

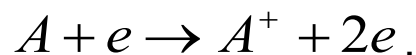
квантовані енергетичні рівні зображають звичайно у вигляді діаграми поданої на рис.7.6. У незбудженому стані електрон знаходиться на основному енергетичному рівні. При співударянні з іншою частинкою B атому A може бути передана енергія, так що один з його електронів, що знаходиться у основному стані, може перейти на вищий рівень, що за енергією відрізняється від основного на E_a .



Тут зірочкою позначений збуджений атом, а E_B - енергія збуджуючої частинки B . Зрозуміло, що збудження можливе лише при $E_{B1} > E_a$. Здебільше доводиться мати справу зі збудженням атома електронним ударом ($B \equiv e$). У збудженому стані атом може перебувати час порядку $\tau_a \approx 10^{-7} - 10^{-9}$ с, після чого він само доволно повертається у попередній стан випускаючи квант світла $A^* \rightarrow A + h\nu \quad E_a = h\nu$

У рівноважному стані кількість актів збудження повинна дорівнювати кількості актів випромінювання квантів.

Іонізація. Якщо енергія налітаючої частинки B більше енергії зв'язку електрона з атомом E_i , то електрон може бути відірваним від атома: $A + B \rightarrow A^+ + B + e \quad E_{B1} = E_{B2} + E_i + E_e$ і стає самостійною вільною частинкою, а атом втративши свій електрон, стає позитивним іоном. Найчастіше доводиться мати справу з іонізацією атомів електронним ударом ($B \equiv e$). Тоді ця реакція матиме вигляд:



Можлива також і багатократна іонізація, коли від атома послідовно відривається декілька електронів. В результаті утворюється багатозарядний іон.

Східчасті процеси. Збудження і іонізація атомів може відбуватися не лише з найнижчого (основного) стану, але і з будь-якого збудженого рівня. Так наприклад, таке східчасте збудження атому електронним ударом може бути

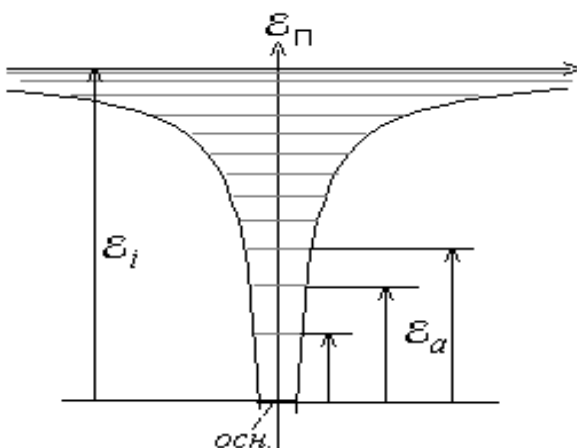


Рис.7.6.

описане формулами

$A^* + e \rightarrow A^{*'} + e$ $E_{e1} = E_{e2} + (E_a' - E_a)$ де A^* та $A^{*'}$ - атом збуджений на якійсь рівень і збуджений з цього рівня на ще вищий рівень, а E_a і E_a' - енергії цих рівнів.

У граничному випадку це може бути східчаста іонізація:

$A^* + e \rightarrow A^+ + 2e$ $E_{e1} = E_{e2} + (E_i - E_a) + E_e$

Деякі особливі випадки іонізації:

а) асоціативна іонізація $A^* + A^* \rightarrow A_2^+ + e$ $2E_a = E_i + E_e$

Вона здійснюється при зустрічі двох збуджених атомів, якщо сумарна енергія їх збудження перевищує енергію іонізації молекули.

б) автоіонізація $A^{**} \rightarrow A^+ + e$ $E_{a1} + E_{a2} = E_i + E_e$

Цей процес має місце, якщо у вже збудженому атомі додатково збуджується ще один електронний рівень і при тому сумарна енергія цих збуджених станів перевищує енергію іонізації.

Фотозбудження і фотоіонізація. Фотозбудження – це збудження атома при поглинанні їм кванту світла.

$A + h\nu \rightarrow A^*$ $h\nu = E_a$

Процес фотозбудження має гостро виражений резонансний характер, тобто енергія кванту повинна майже точно дорівнювати енергії збудження.

Фотоіонізація - іонізація атома при поглинанні їм кванту світла.

$A + h\nu \rightarrow A^+ + e$ $h\nu = E_i + E_e$

Цей процес можливий лише при $h\nu > E_i$ і також має резонансний характер, тобто його переріз швидко зменшується при віддалення від умови $h\nu \geq E_i$, хоча і не так різко, як при фотоіонізації.

Налипання електронів. При зіткненні атома або молекули з електроном може утворюватися не тільки позитивний, але і негативний іон. Це відбувається завдяки тому, що електрон захоплюється атомом, або, як то кажуть, "налипає" на нього

$A + e \rightarrow A^-$

Зворотні процеси. Співударяння другого роду. Співударяння другого роду являють процес зворотний до збудження атому електронним ударом:

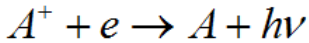
$A^* + e \rightarrow A + e$ $E_{e2} = E_{e1} + E_a$.

Електрон торкнувшись збудженого атома начебто "знімає" з нього збудження і уносить на собі ту потенціальну енергію, яка була у збудженому стані атома, перетворивши її на додаткову власну кінетичну енергію.

Рекомбінація. Рекомбінація – це возєднання позитивного іона з вільним електроном і утворення електрично нейтрального атому або молекули. Рекомбінація є процесом зворотним до іонізації:



Радіаційна рекомбінація. При радіаційній рекомбінації енергія, що виділяється, уноситься квантом світла:



$$h\nu = E_i + E_e = eU_i + \frac{mv_e^2}{2}$$

Тут $E_i = eU_i$ - енергія іонізації, E_e - кінетична енергія, яку мав електрон до возєднання з іоном, а v_e - відповідна швидкість електрона. Радіаційна рекомбінація є зворотним процесом щодо фотоіонізації.

Рекомбінація при потрійному співударянні. Для рекомбінації з потрійним співударянням потрібна одночасна (або майже одночасна)

зустріч двох електронів і одного іона: $A^+ + e_a + e_{b1} \rightarrow A + e_{b2}$

Один з електронів (e_a) рекомбінує з іоном, а другий (e_b) уносить енергію іонізації, кінетичну енергію e_a , а також надлишковий імпульс. Процес потрійної рекомбінації є процесом зворотним до звичайної іонізації електронним ударом.

Дисоціативна рекомбінація можлива лише для молекулярних іонів: $(AB)^+ + e \rightarrow A + B$, тут A та B - частини дисоційованої молекули. Енергія іонізації (і кінетична енергія електрона) витрачаються на розрив молекули AB і прискорення утворюючихся фрагментів A та B .

Іон - іонна рекомбінація Позитивний іон A^+ рекомбінує з негативним негативним іоном B^- відбираючи від нього електрон:

$A^+ + B^- \rightarrow A + B$. Енергія іонізації іде на прискорення атомів A та B .

Принцип детальної рівноваги. У термодинамічно рівноважній плазмі виходи усіх прямих і зворотних процесів повинні дорівнювати один одному. Так наприклад, вихід ударної іонізації має дорівнювати виходу потрійної рекомбінації. А вихід фотоіонізації повинний зрівноважуватися виходом радіаційної рекомбінації.

Не може бути такого, щоб усі іони виникали за рахунок іонізації електронним ударом, а зникали за рахунок радіаційної рекомбінації.

68. Рух заряджених частинок під дією електричного поля. Рухливість.

Під дією зовнішнього електричного поля E заряджені частинки, що знаходяться у газовому середовищі, набувають спрямованого дрейфового руху зі швидкістю $v_{др}$, яка пропорційна електричному

$$\text{полю: } v_{др} = \mu E$$

μ має назву рухливості заряджених частинок. **Рухливість (носіїв заряду)** - фізична величина, що чисельно дорівнює відношенню середньої (дрейфової) швидкості v_d напрямленого руху заряджених частинок (носіїв заряду) в середовищі під дією електричного поля до модуля напруженості E цього поля:

$\mu = v_d/E$. Квадратний метр на вольт-секунду ($\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$) дорівнює рухливості, при якій заряджена частинка набуває середньої швидкості 1 м/с напрямленого руху при напруженості електричного поля 1 В/м.

Його величину можна оцінити з таких міркувань: під дією електричного поля E заряджена частинка з зарядом e і масою m набуває за проміжок часу τ між двома співудараннями з молекулами

газу швидкість $v = \frac{eE}{m}\tau$. Отже, середня швидкість цього руху у

напрямку поля E буде: $v = \frac{1}{2} \frac{eE}{m\nu_T} (*)$, де $\nu_T = \lambda/\tau$ - швидкість

теплого руху (τ - середній час між двома сусідніми зіткненнями, λ - довжина вільного пробігу).

$$\mu = \frac{e\lambda}{2m\nu_T}. \text{ Довжина вільного пробігу є функцією напруженості}$$

електричного поля.

При черговому співударанні заряджена частинка ізотропно розсіюється у довільному напрямку, втрачає набуту спрямовану швидкість і знову набирає її від електричного поля. Таким чином одержаний вираз (*) - це і є дрейфова швидкість зарядженої частинки (електрона або іона) у електричному полі.

$$v_{др} = \sqrt[4]{\frac{\eta}{2} \sqrt{\frac{eE\lambda}{m}}} = \mu E, \quad \text{отже,} \quad \mu_e = \sqrt[4]{\frac{\eta}{2} \sqrt{\frac{e\lambda}{mE}}} \quad (\text{рухливість для}$$

електронів), де $\eta = \frac{m - m_e}{m + m_e}$: m_e , m - маса електрона і частинки, з якою співударяється електрон.

Для іонів:
$$\mu_e = \alpha \frac{e\lambda_i}{m_i V_i} \sqrt{1 + \frac{m_i}{m_{\text{мол}}}}$$

Через рухливість можна легко встановити значення конвекційного струму j_e та електропровідності σ_e електронного газу з концентрацією n_e , частинки якого рухаються під дією електричного поля E у нейтральному газі:

$$j_e = en_e v_{\text{др}e} = en_e \mu_e E$$

$$\sigma_e = j / E = en_e \mu_e$$

Подібні ж вирази будуть справедливі і для іонів.

Легко довести, що коефіцієнти дифузії і рухливості тісно пов'язані між собою. Дійсно, їх співвідношення дає

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\bar{\lambda} \bar{v}}{3 e \bar{\lambda}} \frac{2m\bar{v}}{3 e} = 2 \frac{m\bar{v}^2}{e}$$

оскільки за визначенням температури $\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT$. Більш точні статистичні розрахунки призводять до вдвічі меншої величини і дають співвідношення встановлене Ейнштейном, справедливе для будь-яких випадків

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}$$

69. Рівняння газового розряду

Газовий розряд вважається відомим, коли відомі розподіли всіх його функцій.

Розподіл потенціалу $U(r,t)$, електричного поля $\mathbf{E}(r,t)$, концентрації іонів $n_i(r,t)$, концентрації електронів $n_e(r,t)$, густини струму іонів $\mathbf{j}_i(r,t)$, густини струму електронів $\mathbf{j}_e(r,t)$.

Ці залежності можна отримати розв'язавши систему рівнянь:

$$(1): \vec{E} = -\text{grad}U$$

$$(2): \text{div} \vec{E} = \frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0} \text{ - р-ня Максвелла, або з-н Пуасона}$$

$$(3): \vec{j}_e = e\mu_e n_e \vec{E} + en_e D_e \text{grad}(n)$$

$$(4): \vec{j}_i = e\mu_i n_i \vec{E} + en_i D_i \text{grad}(n)$$

$$(5): \text{div} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

Наша ситуація складніша, бо треба врахувати іонізацію і рекомбінацію в даній точці.

$$\text{Тому з р-ня (5): } e \frac{\partial n_i}{\partial t} = -\text{div} \vec{j}_e + en'_i \quad (5.1)$$

$$e \frac{\partial n_e}{\partial t} = -\text{div} \vec{j}_e + en'_e \quad (5.2),$$

де n'_e та n'_i - кількість появ електронів та іонів відповідно в одиниці об'єму за одиницю часу.

70. Пробій газу. Несамостійний газовий розряд.

Пробой газа – нестационарный процесс интенсивной ионизации газа под действием внешнего постоянного или переменного электрич. поля при достижении им некоторой критической (пороговой) величины. В этом случае "затравочный" свободный электрон под действием поля набирает энергию, достаточную для ионизации атома, и, вовлекая далее в процесс ионизации газа всё новые и новые поколения электронов, порождает лавину электронную. Наряду с процессами рождения электронов существуют и процессы их исчезновения: прилипание к атомам и молекулам в эл.-отрицат. газах, потери на электродах, диффузия.

П.г. происходит, если скорость рождения электронов превосходит скорость их исчезновения. В случае равенства указанных скоростей существует стационарный разряд.

Разнообразие ситуаций, которые могут разыгрываться при П.г., определяется не только родом и плотностью газа, но и геометрией электродов и разрядной камеры, частотой перем. эл.-магн. поля. Простейший вариант относится к пробой между плоскими электродами в пост. электрич. поле. Изучение именно этого вида П.г. позволило Дж. С. Таунсенду открыть в 1900 электронную лавину и предложить лавинную теорию П. г.

Електричні розряди поділяються на: а) самостійні; б) несамостійні. У самостійних розрядах достатньо прикласти певну різницю потенціалів, щоб у міжелектродному проміжку виник струм; у несамостійних розрядах слід створити, за допомогою якогось зовнішнього агента, додаткову іонізацію газу, щоб потік струм. Прикладом несамостійного розряду може бути так званий таунсендовський (або тихий) розряд.

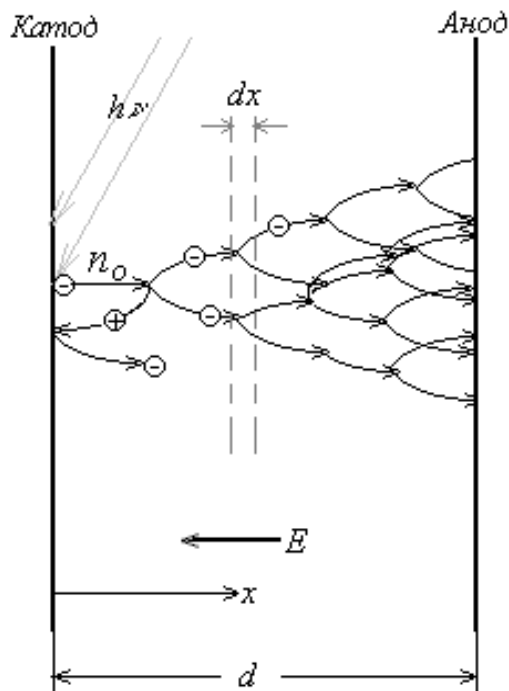


Рис. 11.1.

Таунсендовський розряд. У таунсендовському розряді катод освітлюється жорстким електромагнітним випромінюванням (ультрафіолетовими або рентгенівськими променями) і з нього виходять фотоелектрони, які утворюють потік електронів n_0 (рис. 11.1). Пройшовши у електричному полі E , що утворюється позитивним потенціалом на аноді, шлях l , електрон, що вийшов із катоду, стикається з молекулою газу і створює акт іонізації. В результаті тепер з'являються два вільних електрона – первинний і той, що виник при іонізації. Кожний з них, пройшовши деякий шлях і набувши у електричному полі певну

енергію, знову створюють іонізацію, і електронів стає вже чотири. Потік електронів зростає у геометричній прогресії і у міжелектродному просторі виникає лавина електронів, так що на анод надходить потік $n_a \gg n_0$. Струм через міжелектродний проміжок замикається позитивними іонами, що з місця їх виникнення прямують на катод.

Розглянемо тепер цей процес кількісно.

На елементі шляху dx відбувається dn актів іонізації, що їх створює електронний потік $n(x)$, і цей потік зростає на вказану величину dn :

$$dn = \alpha n(x) dx. (1)$$

Тут α – кількість іонізацій, яку створює один електрон на одиниці довжини свого руху. Ця величина має назву першого коефіцієнта

Таунсенда. Інтегруючи рівняння (1), одержуємо: $n(x) = Ae^{\alpha x}$.

При граничній умові $x=0$; $n(0)=n_0$: $n(x) = n_0 e^{\alpha x}$ і струм на аноді дорівнюватиме

$i_a = i_0 e^{\alpha d}$ (*), де i_0 – фотострум з катоду, d – довжина міжелектродного проміжку.

Як видно, при достатній довжині міжелектродного проміжку струм на анод може набагато перевищувати первинний фотострум i_0 . Це явище має назву газового підсилення і застосовується інколи для підсилення фотострумів.

Якщо припинити опромінювання катода, струм на анод припиняється.

71. Жеврючий разряд.

1.1. Отличительные черты. *Тлеющий разряд* — это *самоподдерживающийся* разряд с *холодным катодом*, испускающим электроны в результате *вторичной эмиссии*, главным образом под действием положительных ионов. Его отличительным признаком является существование вблизи катода слоя определенной толщины с большим положительным объемным зарядом, сильным полем у поверхности и значительным падением потенциала: 100—400 В (и более). Оно называется *катодным падением*. Толщина слоя катодного падения обратно пропорциональна плотности (давлению) газа. Если межэлектродное расстояние достаточно велико, между *катодным слоем* и анодом образуется электронейтральная плазменная область, где поле относительно небольшое. Серединную, однородную часть ее называют *положительным столбом*. От анода он отделяется *анодным слоем*. Положительный столб тлеющего разряда постоянного тока — наиболее ярко выраженный и распространенный пример *слабоионизованной неравновесной плазмы*, которая поддерживается электрическим полем. В отличие от катодного слоя, без которого тлеющий разряд существовать не может, положительный столб не является его неотъемлемой частью. Если в результате образования катодного слоя промежуток между электродами оказывается исчерпанным, столба нет. Но если не хватает расстояния на формирование должного катодного слоя, тлеющий разряд не загорается.

1.2. Разрядные устройства. Тлеющий разряд — один из наиболее изученных и широко применяемых на практике типов газового разряда. В течение многих десятилетий для его получения и исследования служил классический прибор — *разрядная трубка* (рис. 11). Для тлеющего разряда в трубках радиуса $R \sim 1$ см, длины $L \sim 10—100$ см при типичных давлениях $p \sim 10^{-2}—10^2$ торр характерны напряжения на электродах $V \sim 10^2—10^3$ В и токи $i \sim 10^{-4}—10^{-1}$ А.

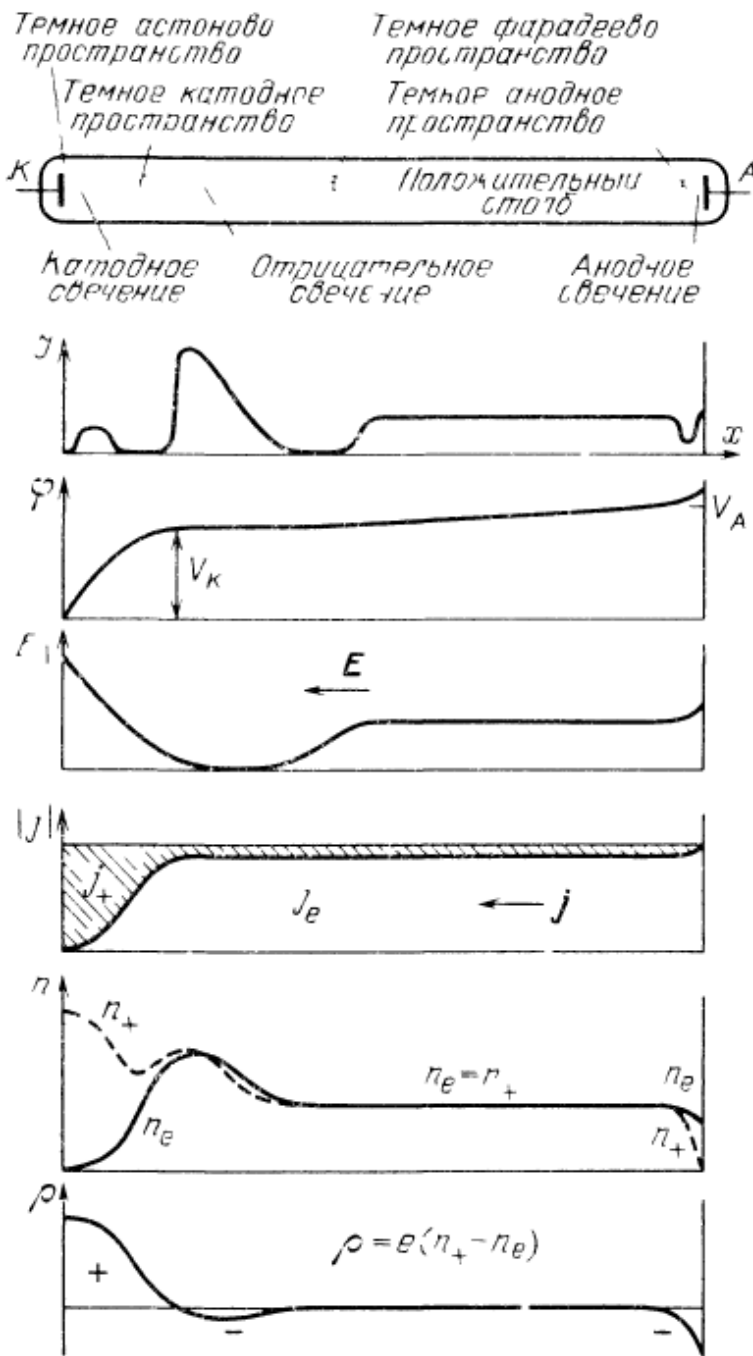


Рис. 102. Картина тлеющего разряда в трубке и распределения интенсивности свечения \mathcal{I} , погенциала φ , продольного поля E , плотности электронного и ионного токов j_e , j_+ и зарядов n_e , n_+ , объемного заряда $\rho = e(n_+ - n_e)$

ранство. Затем следует тонкий слой *катодного свечения*. После него идет *темное катодное пространство*. Следующая за ним область *отрицательного свечения* резко отделена от темного катодного пространства. В направлении анода отрицательное свечение затухает и переходит в *темное фарадеево пространство*. За ним начинается светящийся *положительный столб*. Положительный

клетным условиям, при их изучении мы будем ориентироваться преимущественно на классический разряд в трубке.

1.3. Картина свечения. Тлеющему разряду свойственно определенное чередование темных и светящихся слоев, каждый из которых получил свое собственное название. Наблюдать эту картину хорошо при низких давлениях, когда слои растянуты по длине трубки, — ведь все процессы в разряде связаны со столкновениями. Расстояния от характерных точек до катода определяются числом укладывающихся на них длин пробега электронов $l \sim p^{-1}$. Поэтому координате границы какого-то слоя x_1 отвечает определенное значение px_1 . Слоистая картина растягивается на сантиметры при давлениях $p \sim 10^{-1}$ торр.

Она схематически изображена в верхней части рис. 10.2. К катоду прилегает очень узкое *темное астоново пространство*.

столб иногда имеет правильную слоистую структуру — это так называемые *страты*, но страты образуются (или видны) далеко не всегда, и когда их нет, положительный столб светится однородно вплоть до анодной области. Там он иногда сменяется небольшим *темным анодным пространством*, а у поверхности анода видна узкая пленка *анодного свечения*.

При низких давлениях ($p \sim 10^{-2}$ торр) и не слишком больших расстояниях между электродами для положительного столба места нет и видна в основном область отрицательного (*тлеющего*) свечения. От нее разряд и получил свое название тлеющего (glow discharge, die Glimmentladung). Спокойное, иногда слегка подрагивающее свечение тлеющего разряда завораживает своей красотой. Положительный столб обычно менее яркий, чем отрицательное свечение, и имеет другой цвет. В гелии катодное свечение — красное, отрицательное свечение — зеленое, положительный столб — красно-фиолетовый. В неоне соответственно — желтое, оранжевое, красный; в азоте — розовое, голубое, красный. Каждый газ имеет свои окраски, что связано с особенностями спектров, и это используется в цветных рекламных трубках. В длинных трубках при не чрезмерно низких давлениях виден в основном положительный столб. В очень широких трубках или сферических сосудах положительный столб часто не виден. Лишь умозрительно можно себе представить, как протягивается токовый путь от отрицательного свечения до анода.

1.5. Распределения параметров по длине. С расположением слоев и распределением яркости свечения по длине трубки на рис. 10.2 сопоставлены распределения основных параметров разряда. Картина эта — качественная, но в достаточной мере достоверная. Она подтверждается зондовыми измерениями и теоретическими соображениями. Один из главнейших моментов в ней — большой *пространственный заряд* и сильное поле у катода, которое почти линейно спадает до очень малого значения около катодной границы отрицательного свечения. Эта область называется *катодным слоем*, но уже не по такому внешнему признаку, как свечение, а по «объективным» показателям — распределению электрического поля.

Далее следует зона очень слабого поля, оно иногда бывает даже слегка отрицательным, т. е. направленным к аноду. В фарадеевом пространстве продольное поле возрастает и потом остается постоянным на протяжении положительного столба. Последний может быть сколь угодно длинным, лишь бы хватало напряжения источника питания, чтобы обеспечить должную разность потенциалов в столбе. Постоянство осевого градиента потенциала в столбе, проверенное зондовыми измерениями, свидетельствует об электронейтральности плазмы. Около анода имеется область небольшого *анодного падения потенциала*.

1.6. Качественная интерпретация картины свечения. Из катода электроны вылетают с энергией порядка 1 эВ. Они не в состоянии возбуждать атомы. Так появляется темное аstopово пространство. Ускоряясь в поле, электроны приобретают энергию, достаточную для возбуждения, — возникает катодное свечение. Появляются даже два-три слоя катодного свечения. Они соответствуют возбуждению различных уровней атомов, ближе к катоду — более низких, дальше — более высоких. Цвета таких слоев различны. Потом энергия ускоряемых электронов «переваливает» максимумы *функций возбуждения*, где сечения падают (рис. 2.14, 2.15). Электроны перестают возбуждать атомы — образуется темное катодное пространство. Здесь электроны преимущественно ионизируют атомы и происходит основное их размножение. Рождающиеся ионы движутся в поле гораздо медленнее и накапливается большой *положительный объемный заряд*. Ток переносится в основном *ионами*.

К концу катодного слоя нарождается большой поток электронов, причем в силу лавинообразного характера размножения большинство электронов рождается именно в конце слоя, где поле уже не столь сильно и ослабевает. Энергии этих электронов не слишком велики и находятся в области максимумов *функций возбуждения*. Появляется отрицательное свечение. Если вблизи катода энергия электронов нарастает по мере удаления от катода и сначала появляются легко возбуждающиеся спектральные линии (первое, второе катодные свечения), то за катодным слоем энергии электронов, напротив, уменьшаются при удалении от катода. В отрицательном свечении сначала появляются те линии,

которые излучаются с более высоких уровней атомов, а потом — с более низких, в порядке, обратном катодному свечению (*правило Зеелигера*). По мере того как электроны растрачивают свою энергию, акты возбуждения происходят все реже и реже, ибо новой энергии в слабом поле электроны не приобретают. Отрицательное свечение переходит в темное фарадеево пространство.

В области отрицательного свечения имеются электроны не только умеренных энергий, хотя их большинство. Сюда попадают и энергичные электроны, которые родились в глубине катодного слоя и у катода и прошли зону катодного падения, не совершив многих неупругих столкновений. Они ионизуют атомы, и благодаря этому за катодным слоем получается повышенная плотность электронов, больше, чем в положительном столбе.

В фарадеевом пространстве продольное поле постепенно нарастает до значения, свойственного положительному столбу. В столбе устанавливается характерное для неравновесной слабоионизованной плазмы хаотическое распределение электронов по скоростям, в которое вносит небольшую асимметрию дрейф к аноду. Средняя энергия электронного спектра в положительном столбе составляет 1—2 эВ. Но в спектре имеется и некоторое число энергичных электронов. Они возбуждают атомы и обуславливают свечение столба. Анод ионы отталкивает, а электроны из столба вытягивает. Образуется область *отрицательного объемного заряда* и повышенного поля, ускоряющего электроны. Это приводит к *анодному свечению*.

72. Дуговий розряд.

Оновна особливість дугового розряду – це низьке падіння потенціалу (десятки чи навіть одиниці вольт) і великі струми (густина на катоді – 10^2 - 10^7 А/см²).

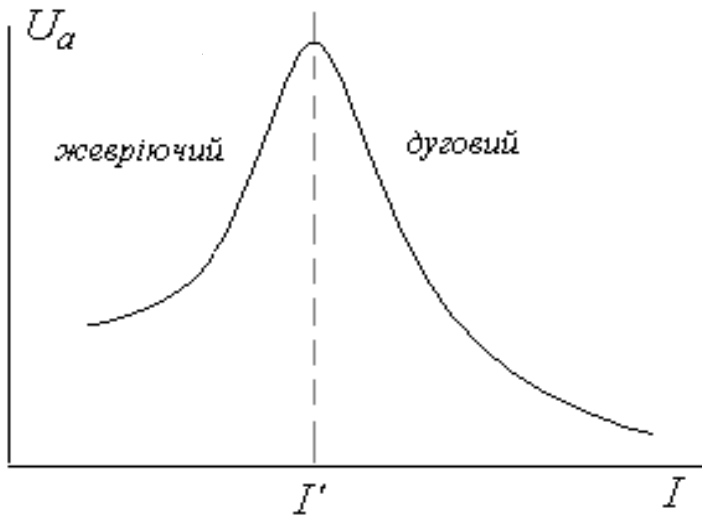


Рис.11.5.

Дуговий розряд для свого підтримання вимагає високих напруг, бо іони повинні мати досить велику енергію, щоб ефективно вибивати вторинні електрони із катода. Збільшення струму через жеvріючий розряд супроводжується збільшенням анодної напруги, необхідної для його підтримання (рис. 11.5).

Але ось, починаючи з деякого значення струму I' , збільшення струму супроводжується вже не зростанням, а зменшенням анодної напруги. Це відбувається тоді, коли під дією бомбардування іонами катода останній розігрівається до такої міри, що стає здатним випускати термоелектрони. При переході у цей режим іонам вже не потрібно мати великих енергій для вибивання вторинних електронів з катода. Електрони самі виходять з катода, так би мовити, "добровільно" за

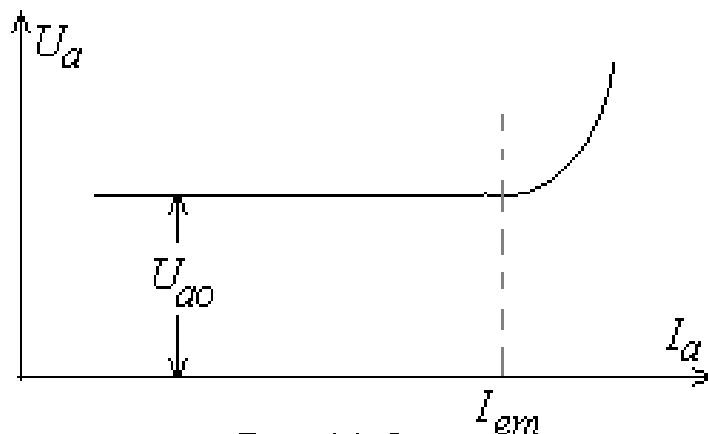


Рис.11.6.

рахунок термоемісії. Розряд стає низьковольтним і для його підтримання достатньо лише кількох десятків вольт. Нагрівання катода здійснюється вже не стільки за рахунок великої енергії іонів, скільки за рахунок їх кількості. Типовий режим дугового розряду – спад напруги у кілька десятків вольт і струми, більші від кількох амперів.

Дуговий розряд можна одержати і шляхом штучного нагрівання катода від зовнішнього джерела тепла до температур, які б забезпечували достатню термоемісію. Для цього катод робиться накалюваним, як у електронних лампах.

Тоді анодна напруга U_a , яка потрібна для підтримування розряду, може бути малою (порядку 10-20 В) і незалежною від анодного струму (рис. 11.6). Подібний газонаповнений діод з накалюваним катодом

має назву *газотрона*. Газотрони широко застосовувалися для випрямлення змінного струму (поряд з кенотронами), доки не були витіснені напівпровідниковими діодами.

Напруга дугового розряду з накалюваним катодом зберігається незмінною доти, доки анодний струм не перевищує емісійної здатності катода I_{em} . При $I_a > I_{em}$ до видобування електронів з катода, поряд з термоемісією, приєднується вибивання їх іонами, напруга на розряді, необхідна для цього різко зростає і розряд переходить у режим, подібний до режиму жевріючого розряду. Бомбардування катода швидкими іонами призводить до його сильного розпорошування. Для приладів з ефективними термокатадами такий режим виявляється згубним і його слід всіляко уникати.

Основні типи дугових розряді:

Дуга з гарячим термоемісійним катодом. Катод у такій дузі нагрітий майже до температури плавлення (або сублімації), $T \geq 3000$ К, тому сильний струм забезпечується термоелектронною емісією. Один з найбільш поширених типів дугового розряду.

Дуга з холодним катодом. Якщо дуга запалюється між електродами з легкоплавких матеріалів (мідь, залізо, срібло, ртуть), то струм протікає через одну або багато маленьких плям на катоді, які безладно перемішуються, виникають та зникають. На короткий час локалізації плями метал у цьому місці розігрівається, руйнується, випаровується але катод у цілому залишається порівняно холодним.

Вакуумна дуга. Вакуумна дуга – це дуга з катодними плямами, яка горить у парах металів, які швидко заповнюють первісно вакуумний міжелектродний проміжок внаслідок інтенсивної ерозії та випаровування електродів.

Дуга високого та надвисокого тиску. При тиску більше 0.1-0.5 атм у позитивному стовпі дуги утворюється щільна низькотемпературна рівноважна плазма, що підтримується електричним полем. Температура такої дуги складає $(6-12) \cdot 10^3$ К, але за спеціальних умов досягається температура до $5 \cdot 10^4$ К. При тисках більше 10 атм (дуга надвисокого тиску) до 80-90% джоулевого тепла переходить у випромінювання. Такі дуги лежать в основі освітлювальних ламп високого (надвисокого) тиску.

73. Об'ємний заряд у плазмі.

Плазма – це частково або повністю іонізований газ, у якому густина позитивно і негативно заряджених частинок однакова.

Основна властивість плазми – це її **квазінейтральність**. Розділити в ній позитивно і негативно заряджені частинки дуже важко. Уявимо собі, що у декотрому плоскому шарі товщиною δ нам вдалось все ж таки зсунути усі негативно заряджені частинки на деяку відстань x (рис.8.1). Тоді ліворуч (у області "а") утворюється шар надлишкового негативного заряду товщиною x , а праворуч (у області "в") такий же шар позитивного заряду. Поверхнева густина цих надлишкових зарядів $\sigma = en_e x$ і породжуване ними електричне поле дорівнюватиме

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{en_e}{\epsilon_0} x \quad (8.1)$$

Так, наприклад, для $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ та $x = 1 \text{ мм}$ це поле виявляється рівним $2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$. Звичайно, таке велике поле нереальне і здійснити подібне розшарування зарядів у плазмі практично неможливо.

Так, наприклад, для $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ і $T = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$ це буде $d = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$.

На цю ж відстань невеликий пробний заряд, введений у плазму, збурює цю плазму, впливає на своїх сусідів і сам зазнає їх впливу (звідси назва "радіус екранування"). На більших відстанях електричне поле пробного заряду у плазмі послаблюється настільки, що оточуючі його заряджені частинки у своєму тепловому русі перестають відчувати це поле і підкоряться йому.

Саме на цю відстань простягаються сили далекодії у плазмі і тому дебаївський радіус екранування

виявляється природним просторовим масштабом процесів, що відбуваються у плазмі.

Оскільки квазінейтральність у плазмі може порушуватися у межах дебаївського радіусу екранування та за часи, сумірні з періодом легмюрівських коливань, наведено на початку цього розділу визначення плазми слід доповнити такими обмеженнями: "у об'ємах, більших від дебаївського радіусу екранування і для проміжків часу,

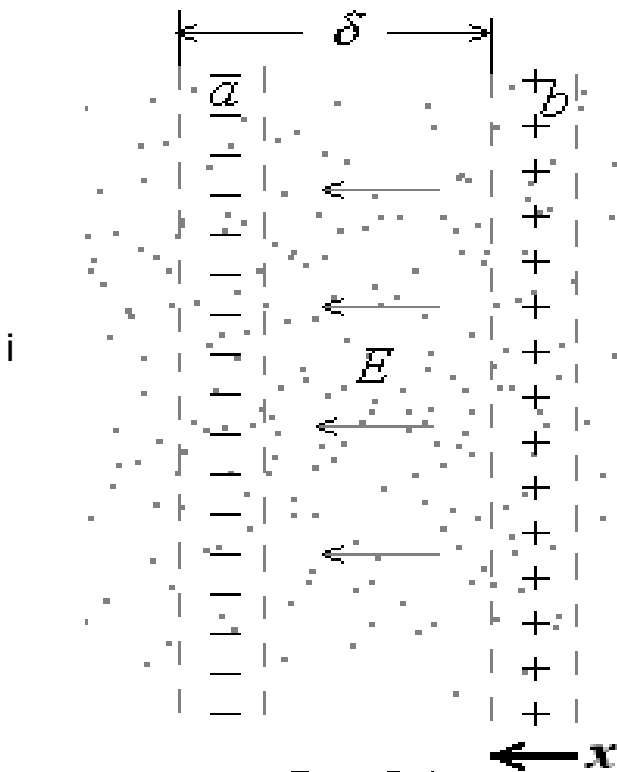


Рис.8.1.

більших від періоду ленгмюрівських коливань". **Ленгмюрівська частота плазмових коливань.**

Однак уявимо собі, що нам вдалось все ж таки якимось чином здійснити подібне розділення зарядів (хоч на малу відстань). Далі "відпустимо" їх і будемо спостерігати, що буде відбуватися. Під дією поля E легкі електрони почнуть рухатись праворуч, до шару позитивних іонів. По інерції вони "проскочать" крізь нього і тепер надлишковий негативний заряд утвориться праворуч від іонного. Електрони знову підуть, тепер вже ліворуч, і будуть коливатися подібно до маятника навкруг шару важких і майже нерухомих іонів. Частоту цих коливань легко оцінити, склавши рівняння руху електронів у полі E ,

$$m\ddot{x} = -eE = -\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x, \text{ або } \ddot{x} + \omega_p^2 x = 0, \text{ де } \omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{m \epsilon_0}.$$

Одержана частота коливань ω_p має назву ленгмюрівської частоти (або власної плазмової частоти). Обернена до неї величина ω_p^{-1} є природним часовим масштабом для більшості процесів, що відбуваються у плазмі.

Дебаївський радіус екранування. Квазінейтральність плазми може все ж таки порушуватися, навіть за рахунок теплового руху частинок плазми, якщо відстані x досить малі. Потенціальна енергія електрона у системі, зображеній на рис.8.1, дорівнює:

$$n = Fx = eEx = \frac{e^2 n_e x^2}{\epsilon_0}.$$

Прирівняємо тепер цю енергію кінетичній енергії теплового руху

$$\frac{e^2 n_e x^2}{\epsilon_0} = kT$$

електронів:

Звідси можна одержати величину відстані x , на котрій може порушуватися квазінейтральність плазми за рахунок теплового руху зарядів. Ця відстань позначається як d і має назву дебаївського

$$\text{радіусу екранування: } d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{n_e e^2}}$$

74. Методи дослідження плазми.

Основні методи експериментального визначення параметрів плазми можна розділити на три групи – методи зондової діагностики, методи спектроскопічної діагностики і методи надвисокочастотної та лазерної діагностики.

Електричні зонди в плазмі. Зондовий метод діагностики плазми залишається одним з найпопулярніших методів діагностики низькотемпературної лабораторної плазми.

Одиночний зонд: вигляд зондової характеристики

Загальна схема зондових вимірювань та типові конструкції зондів подані на рис.6.1. Типові розміри зондів – порядку 1мм, діаметр дроту – 0.05÷0.5мм. Зонди виготовляються з тугоплавких металів (вольфрам, молибден, тантал). Потенціал зонду фіксується щодо опорного електроду – анода, катода або заземленої металевої стінки розрядної камери.

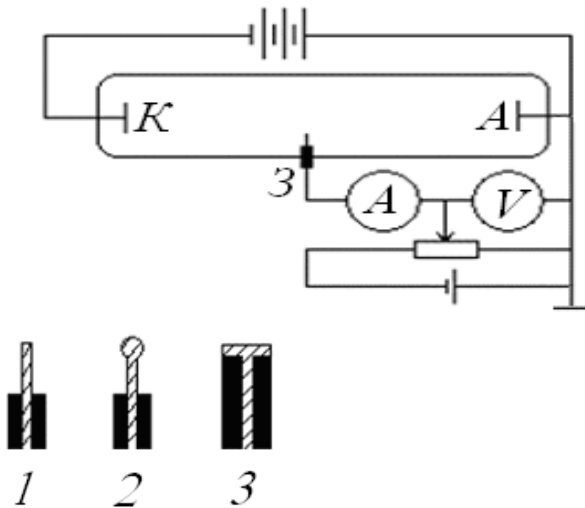


Рис. 6.1. Електричний зонд: а – типова схема зондових вимірювань;

б – циліндричний (1), сферичний (2) та дископодібний (3) зонди

б

Дещо ідеалізована вольт-амперна характеристика зонда подана на рис.6.2.

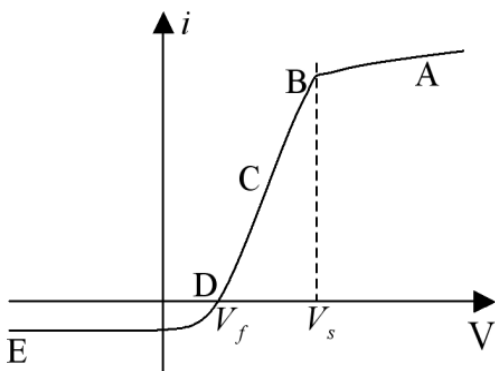


Рис. 6.2. Вольт-амперна характеристика одиночного зонда.

Нехай за відсутності зонда плазма електронейтральна, $n_e = n_i = n_0$. Нехай потенціал плазми щодо опорного електроду в точці розміщення зонду дорівнює V_s . Нехай потенціал V_s мало змінюється в області, яка збудується наявністю зонду. Вимірюваний потенціал зонду буде $V = V_p + V_s$, де V_p – потенціал зонду щодо плазми в його околі. Електричний струм на зонд визначається струмами електронів та позитивних іонів: $i = i_e - i_i$.

Наведені результати справедливі у випадку ізотропної плазми. При накладанні магнітного поля, коли плазма стає анізотропною, вигляд зондових характеристик дещо зміниться. Зокрема, в деяких випадках він залежатиме від орієнтації зондів щодо магнітного поля.

Подвійні зонди.

За відсутності опорного електрода (наприклад, у високочастотному розряді) користуються так званим подвійним зондом (рис.6.3а). При таких вимірюваннях напруга між окремими зондами повинна не лише змінюватися за величиною, але й змінювати свій знак. Якщо зонди ідентичні, вольт-амперна характеристика буде непарною функцією прикладеної напруги (рис.6.3б). Ділянки з малим нахилом відповідають іонному струму насичення. На середній ділянці істотний внесок дає електронний струм. З цієї вольт-амперної характеристики можна визначити електронну температуру та концентрацію електронів.

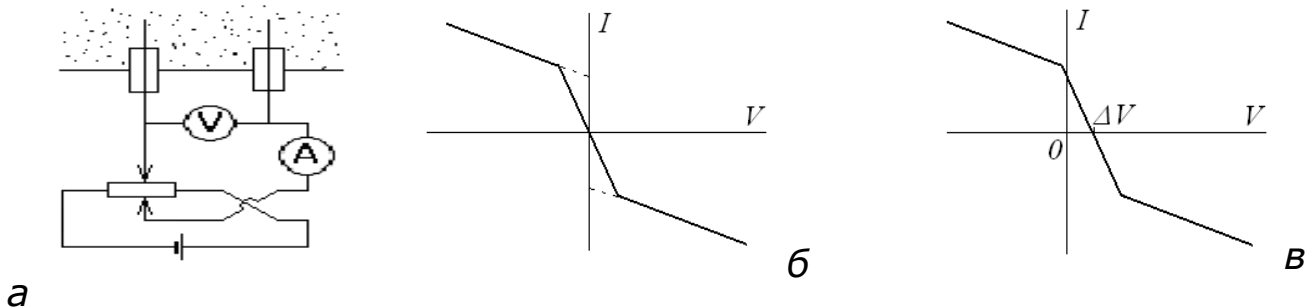


Рис.6.3. Подвійний зонд: схема увімкнення (а) та вольт-амперні характеристики за відсутності (б) та за наявності (в) електричного поля в плазмі.

Подвійний зонд дозволяє також виміряти величину електричного поля в плазмі (якщо воно там існує) – за зміщенням ΔV точки нульового струму (рис.6.3в). Поле визначається з формули $E = \Delta V / \Delta x$, де Δx – віддаль між зондами). При підвищенні тиску використання зондової методики суттєво ускладнюється.

Спектроскопічна діагностика плазми.

В основі спектроскопічної діагностики лежить вимірювання параметрів власного випромінювання плазми. На відміну від зондової, спектроскопічна діагностика плазми є безконтактною. Вимірявши інтенсивність деякої спектральної лінії, можна знайти випромінювальну спроможність, а потім і заселеність відповідного переходу. Такі вимірювання найбільш надійні за відсутності самопоглинання, тобто коли оптична товщина плазми є малою.

На практиці зручніше вимірювати не абсолютну інтенсивність лінії, а відношення інтенсивностей двох різних ліній, яке визначається

формулою:
$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{g_1 \omega_1 A_1}{g_2 \omega_2 A_2} \exp\left(-\frac{W_1 - W_2}{k_B T_e}\right)$$
, де $\omega_{1,2}$ – частоти переходів, $A_{1,2}$ – ймовірності переходів з верхніх рівнів, $W_{1,2}$ – енергії збудження, $g_{1,2}$ – статистичні ваги. Можна знайти електронну температуру T_e . Для

гарячої розрідженої плазми температуру поступального руху важких частинок можна визначити за доплерівським розширенням спектральних ліній.

Неперервний спектр оптичного випромінювання також дозволяє знайти температуру, оскільки на неперервній ділянці залежність інтенсивності випромінювання від частоти визначається законом $\exp(-\hbar\omega/k_B T_e)$.

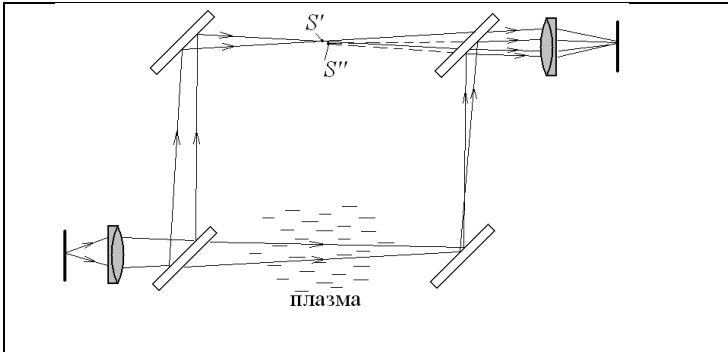


Рис. 6.4. Схема інтерферометра Маха – Цендера. Смуги однакової товщини можна отримати, якщо зображення S' та S'' джерела світла в двох гілках інтерферометра суміщені одне з одним.

набігом фази (його зручно вимірювати за допомогою інтерферометра Маха – Цендера, див. рис.6.4) знаходять показник заломлення, а потім і концентрацію плазми. За ослабленням амплітуди знаходять ефективну частоту зіткнень електронів з іонами та атомами. Для вимірювання концентрації електронів можна також використовувати метод відсічки: коли плазма стає непрозорою для надвисокочастотної

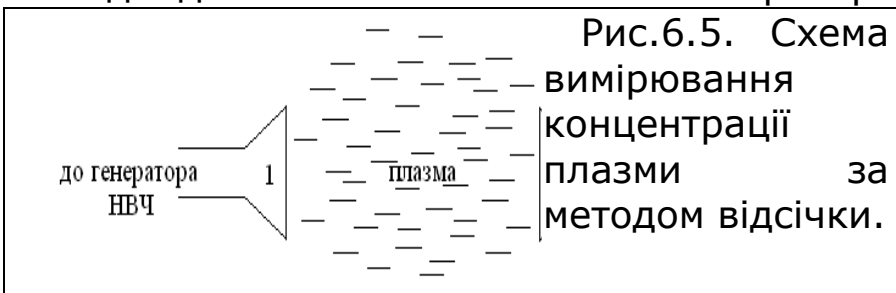


Рис.6.5. Схема вимірювання концентрації плазми за методом відсічки.

$$\text{хвилі: } n = n_{cr}(\omega) = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}$$

Схема установки подана на рис.6.5. Для дуже щільної плазми зондування здійснюють не надвисокочастотною хвилею, а лазером. Використовують і рефракцію – відхилення траєкторії променя від прямої при його поширенні в неоднорідному середовищі. Нарешті, для вимірювання властивостей плазми можна використати розсіювання надвисокочастотної хвилі або лазерного променя в плазмі. Особливо інформативним є так зване некогерентне розсіювання, що супроводжується зміною частоти розсіяної хвилі.

Надвисокочастотна та лазерна діагностика плазми.

В основі цієї діагностики лежить явище поширення електромагнітних хвиль у плазмі.

Наприклад, деякі властивості плазми можна визначити, вимірюючи набіг фази та ослаблення амплітуди хвилі, що рухається в докритичній плазмі (в ролі такої хвилі може виступати надвисокочастотна хвиля або промінь лазера). За

75. Оже-ефект. Оже-спектроскопія.

Оже ефект (о.еф.) – це емісія електрона з атома, що відбувається в результаті безвипромінювального переходу при наявності в атомі вакансії на внутрішній електронній оболонці. о.еф. можна розділити на 2 стадії: 1) Іонізація атома зовнішнім випромінюванням (рентг., швидкими електронами чи іонами) з утворенням вакансії на одній із зовнішніх оболонок. Такий стан атома нестійкий і тому: 2) Вакансія заповнюється електроном з вищого електронного рівня атома. Енергія, що виділяється при цьому, може випромінитися у вигляді кванта характеристичного рентгенівського випромінювання або може бути переданою третьому атомному електрону, який в результаті вилітає з атома, - це і називається о.еф. Значення кінетичної енергії E_k оже-електронів не залежить від енергії частинки зовнішнього випромінювання. Значення E_k є характерним для атомів певного хімічного елемента і дорівнює різниці енергій збуджених станів атома: $E_k = E_1 - E_2 - E_3$, де E_1 - енергія іонізованого атома з вакансією на внутр. оболонці; E_2 - енергія атома після заповнення вакансії електроном того ж атома; E_3 - порогова енергія вильоту оже-електрона з однократно іонізованого атома. Значення E_k для різних атомів і різних квантових переходів лежить в межах від 50 до 3000 еВ. В оже-процесі з тою чи іншою імовірністю можуть брати участь електрони різних атомних оболонок, тому енергетичний спектр вилітаючих з атома оже-електронів (оже-спектр) містить до кількох десятків оже-ліній, що перекриваються між собою. О.еф. відбувається не лише в ізольованих атомах, але й у молекулах (при цьому значно зростає число ліній), а також у твердих тілах, де поряд з переходами між внутрішніми рівнями енергії спостерігаються переходи за участю електронів валентної зони, причому ширина зони і густина станів в ній впливають на форму оже-ліній.

При позначенні оже-переходів використовують правило: якщо первинна вакансія знаходилась в К-шарі, її заповнення відбулося шляхом переходу електрона з L-шару, а енергія передалась M-електрону, то оже-електрон наз. KLM-електроном (KLM-перехід). Переходи за участю електронів з валентної зони познач. літерою V (напр., перехід LVV). Окремим випадком о-еф. є процес, при якому вакансія заповнюється електроном того ж електронного шару (з тим же n), такі переходи (напр., L1L2M) наз. переходами Костера-Кроніга. Якщо енергія збудженого ядра передається одному з атомних електронів, то такий процес, аналогічний о-еф., наз. внутрішньою конверсією.

Оже-спектроскопія (о-сп.) Це область електронної спектроскопії, в основі якої лежить вимірювання енергії та інтенсивності струмів оже-електронів, а також аналіз форми ліній спектрів оже-електронів,

емітованих атомом, молекулою чи твердим тілом внаслідок о-еф. Енергія оже-електронів визначається природою емітуючих їх атомів і взаємодією цих атомів з оточенням, що призводить до змін енергії оже-електронів. Тому по о-сп. визначають елементний склад приповерхневих шарів твердого тіла, отримують інформацію про міжатомні взаємодії, виконують хім.аналіз газів. О-сп. використовують також для дослідження механізму о-еф., основних і збуджених станів двічі іонізованих атомів тощо. Аналіз елементного складу проводиться шляхом співставлення о-сп. з табличними даними. Положення максимуму в енергетичному спектрі оже-електронів несе інформацію про хім.природу атомів, а його амплітуда – про їх концентрацію. Взаємодія атома з його оточенням проявляється у формі оже-піків та їх енергетичних зсувів. В о-сп. атоми збуджують електронними, фотонними(рентгенівськими) та іонними пучками; розрізняють електронну (ЕОС), рентгенівську(РОС) та іонну(ІОС) о-сп. Реєструють о-сп. за допомогою оже-спектрометрів.