

Міністерство освіти і науки України  
Харківський національний університет радіоелектроніки

факультет Електронної та біомедичної інженерії  
(повна назва)

Кафедра Мікроелектроніки електронних приладів та пристроїв  
(повна назва)

## КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА Пояснювальна записка

Рівень вищої освіти другий (магістерський)  
(рівень вищої освіти)

«Генерація надкоротких світлових імпульсів інжекційними  
напівпровідниковими лазерами»  
(тема)

Виконав: студент 2 курсу II рівня вищої освіти  
групи МНПм-20-1  
спеціальності 153 – «Мікро- та  
наноелектронні прилади і пристрої»  
(код і повна назва спеціальності)

Дашко О.О.  
(прізвище, ініціали)

Тип програми освітньо-професійна  
Освітня програма «Електронні прилади та  
пристрої»  
(повна назва освітньої програми)

Керівник доц. Пащенко О.Г.  
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри \_\_\_\_\_  
(підпис)

Бондаренко І.М.  
(прізвище, ініціали)

2021 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

факультет Електронної та біомедичної інженерії

Кафедра Мікроелектроніки електронних приладів та пристроїв

Рівень вищої освіти другий (магістерській)

спеціальність 171 «Електроніка»

(шифр и назва)

Тип програми освітньо-професійна

Освітня програма «Електронні прилади та пристрої»

(назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри \_\_\_\_\_

(підпис)

«\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 20\_\_ р.

## ЗАВДАННЯ

### НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові Дашко Олексію Олеговичу

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи: Генерація надкоротких світлових імпульсів інжекційними напівпровідниковими лазерами

ЗАТВЕРДЖЕНА наказом по університету від " 08 " листопада 2021 р. № 1668 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії \_\_\_\_\_

3. Вихідні дані до роботи: Провести теоретичні та експериментальні дослідження щодо створення генераторів надкоротких імпульсів для інжекційних напівпровідникових лазерів

4. Перелік запитань, що потрібно опрацювати в роботі Вступ. 1. Актуальність створення генераторів надкоротких імпульсів для інжекційних напівпровідникових лазерів . 2. Принципи дії, конструкції та технічні характеристики інжекційних напівпровідникових лазерів, напрямки їх удосконалення 3. Принципи формування надкоротких імпульсів. 4. Функціональні і конструктивні рішення генераторів надкоротких імпульсів для інжекційних напівпровідникових лазерів.

5. Перелік графічного матеріалу (із зазначеним креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій, слайдів)

Демонстраційний матеріал – шт

---

---

---

---

---

---

---

---

---

---

### КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	термін Виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про інжекційні напівпровідникові лазери	08.11.21 – 14.11.21	Виконано
2	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел щодо конструкційних особливостей генераторів надкоротких імпульсів	15.11.21 – 21.11.21	Виконано
3	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел щодо принципів роботи програмованих генераторів надкоротких імпульсів	22.11.21 – 28.11.21	Виконано
4	Оформлення пояснювальної записки	29.11.21 – 05.11.21	Виконано
5	Оформлення графічних та демонстраційних матеріалів	01.11.21 – 06.12.21	Виконано
6	Проходження нормоконтролю та отримання рецензії	07.12.21 – 10.12.21	Виконано
7	Підготовка та захист атестаційної роботи	10.12.21 – 16.12.21	Виконано

Дата видачі завдання \_\_\_\_ 08.11.1021 р

студент \_\_\_\_\_  
(підпис)

Керівник роботи \_\_\_\_\_  
(підпис)

доц. каф. МЕЕПІ доц. Пащенко О.Г.  
(посада, прізвище, ініціали)

## РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка атестаційної роботи: 39 сторінок, 22 рисунків,  
2 додатки, 10 джерел.

ЛАЗЕР, ГЕНЕРАТОР, НАДКОРОТКИЙ, ГЕТЕРОСТРУКТУРА,  
НАПІВПРОВІДНИК, МІКРОКОНТРОЛЛЕР, СХЕМА.

Об'єкт дослідження – потокові витратоміри на хвильових ефектах

Мета роботи – проектування та конструювання системи для генерації надкоротких світлових імпульсів інжекційними напівпровідниковими лазерами.

Метод дослідження – теоретичний: аналіз існуючих систем генерації надкоротких світлових імпульсів інжекційними напівпровідниковими лазерами та розгляд принципів їх роботи, а також дискретних елементів з яких складаються системи.

У першому розділі атестаційної роботи розглянуті основні принципи на котрих засновано роботу інжекційних напівпровідникових лазерів. Дослідженні аналоги серед існуючих пристроїв, заснованих на різноманітних принципах дії.

У другому та третьому розділах обрано основні принципи для подальшої побудови елементів системи. Подана інформація щодо конструювання основних елементів генерації надкоротких імпульсів, електричних принципових схем та друкованих плат.

## **ABSTRACT**

Certificate of attestation: 39 pages, 22 drawings, 2 applications, 10 sources.

LASER, GENERATOR, SUPER SHORT, HETEROSTRUCTURE,  
SEMICONDUCTOR, MICROCONTROLLER, SCHEME.

The object of research is flow flow meters on wave effects

The purpose of the work is to design and construct a system for generating ultrashort light pulses by injection semiconductor lasers.

The research method is theoretical: analysis of existing systems for generation of ultrashort light pulses by injection semiconductor lasers and consideration of the principles of their operation, as well as discrete elements of which the systems consist.

In the first section of the attestation work the basic principles on which the work of injection semiconductor lasers is based are considered. Research analogues among existing devices based on various principles of operation.

The second and third sections choose the basic principles for further construction of system elements. Information on the design of the main elements of generation of ultrashort pulses, electrical schematics and printed circuit boards is given.

## ЗМІСТ

ВСТУП.....	6
1 КОНСТРУКЦІЯ ТА ПРИНЦИП РОБОТИ ІНЖЕКЦІЙНОГО НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ЛАЗЕРА.....	7
1.1 Створення інверсної заселеності у напівпровіднику .....	10
1.2 Генерація – рекомбінація світла у виродженому р-п переході .....	12
1.3 Електромагнітна хвиля в резонаторі Фабрі-Перо.....	14
1.4 Інжекційний лазер на основі двосторонньої гетероструктури.....	18
2 НАКАЧУВАННЯ ІНЛ.....	22
2.1 Найпоширеніші схеми генераторів імпульсів інжекційних напівпровідникових лазерів.....	23
2.1.1 Генератор наносекундних імпульсів на основі компараторів.....	23
2.1.2 Програмований генератор над коротких імпульсів. ....	28
3 ГЕНЕРАТОР НАДКОРОТКИХ ІМПУЛЬСІВ НА ІНЛ .....	32
3.1 Електрична принципова схема .....	32
3.2 Друкована плата та 3D модель пристрою .....	33
3.3 Вимірювання наносекундних імпульсів.....	35
ВИСНОВКИ .....	38
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ .....	39
ДОДАТОК А .....	40
ДОДАТОК Б.....	41

## ВСТУП

Бурхливий розвиток квантової електроніки та широке впровадження напівпровідникових світлодіодів і лазерів в системах автоматики, вимірювань відстаней, світлолокації у ближній зоні вимагають глибших досліджень в галузі створення оптичних передавальних пристроїв. У таких пристроях найбільше застосування отримав інжекційний метод накачування, як найбільш простий. Необхідність досліджень щодо вироблення конкретних інженерних рішень в процесі створення оптичних передавачів пов'язана з рішенням суперечливих вимог до лазерів: забезпечення широкого діапазону зміни струму збудження (до 100 А); високої швидкодії з часом наростання фронту 5...10 нс при тривалості випромінювання 1...200 нс.; стабільності рівня випромінюваної потужності; надійності, мінімальних габаритів і ваги і т.д.

В цьому плані завдання створення малогабаритних генераторів накачування є однією з визначальних у розвитку напівпровідникових лазерів та оптичних систем обробки інформації. Розвиток оптичних випромінювачів з використанням напівпровідникових випромінювачів йде за двома основними напрямками.

Перший пов'язаний зі створенням нових, більш малогабаритних швидкісних струмових ключів, другий - з розробкою схем, що дозволяють отримати необхідні параметри інжекційного накачування на недосконалій, але відносно недорогій елементній базі. Технічні дані сучасних інжекційних випромінювачів накладають ряд суперечливих вимог до пристроїв живлення, основними з яких є амплітуда струму і її стабільність, висока швидкодія, малі габарити і економічність. Проблема створення сучасних генераторів накачування повинна вирішуватися шляхом пошуку відповідних схем і використання швидкодіючих струмових комутаторів. У якості комутаційних приладів можуть застосовуватися транзистори, тиристори і лавинні діоди.

# 1 КОНСТРУКЦІЯ ТА ПРИНЦИП РОБОТИ ІНЖЕКЦІЙНОГО НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

Головною особливістю напівпровідникових лазерів є використання оптичних переходів за участю рівнів енергії (енергетичних станів) основних електронних енергетичних зон кристала. У цьому відмінність напівпровідникових лазерів від, наприклад, рубінових лазерів, де використовуються оптичні переходи між домішковими рівнями іону хрому  $\text{Cr}^{3+}\text{Al}_2\text{O}_3$ .

Для застосування в напівпровідникових лазерах найбільш підходящими виявилися напівпровідникові з'єднання. Саме на основі цих сполук та їх твердих розчинів виготовляється промисловістю більша частина напівпровідникових лазерів.

У багатьох напівпровідникових матеріалах цього класу рекомбінація надлишкових носіїв струму здійснюється шляхом прямих оптичних переходів між заповненими станами поблизу дна зони провідності та вільними станами поблизу вершини валентної зони рисунок 1.1. Велика можливість оптичних переходів у прямозонних напівпровідниках і більша щільність станів у зонах дозволяють отримати високе оптичне посилення в напівпровіднику.

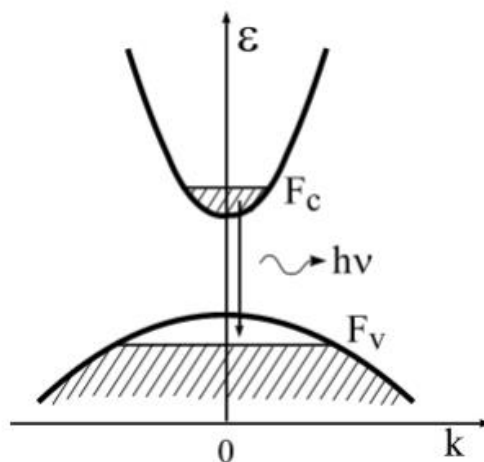


Рисунок 1.1 – Випускання фотона при випромінювальній рекомбінації у прямозонному напівпровіднику з інверсною заселеністю

Розглянемо основні засади роботи напівпровідникового лазера. Якщо напівпровідниковий кристал, перебуває у стані термодинамічного рівноваги з навколишнім середовищем, він здатний лише поглинати падає нею випромінювання. Інтенсивність світла, що пройшло в кристалі відстань  $x$ , визначається відомим співвідношенням Бугера-Ламберта

$$J(x) = J(0)(1 - R)e^{-\alpha x} . \quad (1)$$

де  $R$  – коефіцієнт відбиття світла;

$\alpha$  – коефіцієнт поглинання світла;

$x$  – відстань в кристалі.

Для того, щоб світло посилювалося, проходячи через кристал, а не послаблювалося, потрібно, щоб коефіцієнт  $\alpha$  був меншим за нуль, що в термодинамічно-рівноважному середовищі неможливо. Для роботи будь-якого лазера (газового, рідинного, твердотільного) потрібно, щоб робоче середовище лазера знаходилося в стані інверсної заселеності - такому стані, при якому кількість електронів на високолежачих рівнях енергії була б більшою, ніж на нижче розташованих рівнях (такий стан називається ще станом з негативною температурою»).

Отримаємо співвідношення, що описує стан із інверсною заселеністю в напівпровідниках. Нехай  $\varepsilon_1$  та  $\varepsilon_2$  – оптично пов'язані між собою енергетичні рівні, перший з яких знаходиться у валентній, а другий – у зоні провідності напівпровідника рисунок 1.2. Термін "оптично пов'язані" означає, що переходи електрона між ними дозволені правилами відбору. Поглинувши квант світла з енергією  $h\nu_{12}$ , електрон переходить із рівня  $\varepsilon_1$  на рівень  $\varepsilon_2$ . Швидкість такого переходу буде пропорційна ймовірності заселення першого рівня  $f_1$ , ймовірності того, що другий рівень порожній:  $(1 - f_2)$  і щільність потоку фотонів  $P(h\nu_{12})$

$$\vartheta_{12} = B_{12}f_1(1 - f_2)P(h\nu_{12}). \quad (2)$$

де  $f_1$  – ймовірність заселення першого рівня;

$(1 - f_2)$  – ймовірність того, що другий рівень порожній;

$P$  – щільність потоку фотонів;

$h\nu_{12}$  – енергія світла.

Зворотний перехід – з верхнього рівня на нижній, може відбуватися двома способами – за рахунок спонтанної та вимушеної рекомбінації. У другому випадку взаємодія кванта світла з електроном, що знаходиться на рівні  $\epsilon_2$ , «примушує» рекомбінувати електрон з випромінюванням кванта світла, тотожного тому, що викликав процес вимушеної рекомбінації.

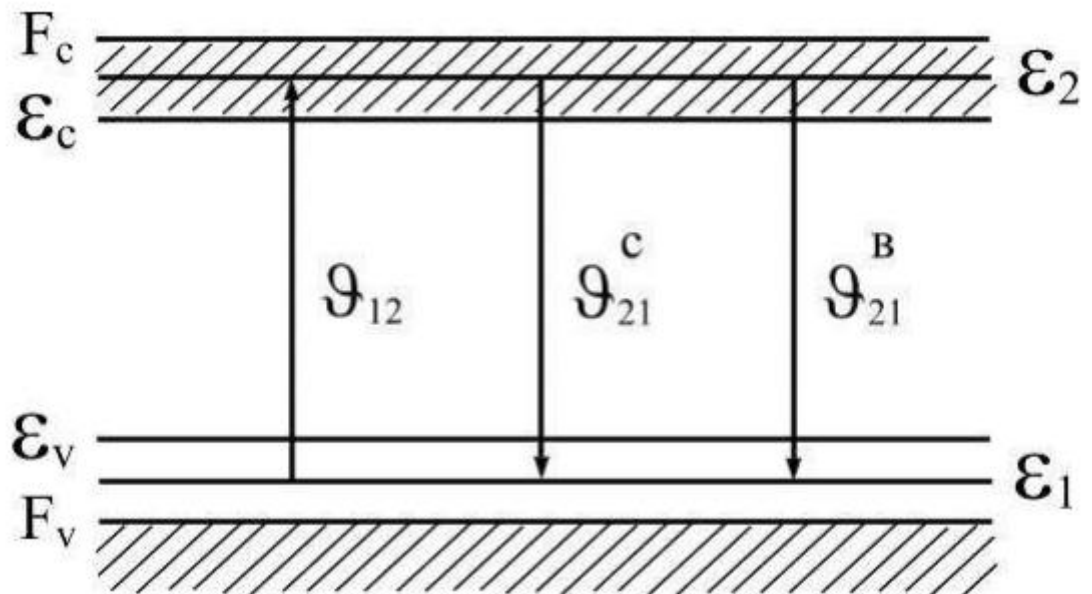


Рисунок 1.2 – Енергетична діаграма напівпровідника з інверсною заселеністю рівнів. Заповнені електронами стану заштриховані

Таким чином у системі відбувається посилення світла, яка і становить суть роботи лазера. Швидкості спонтанної та вимушеної рекомбінації запишуться як:

$$\vartheta_{21}^c = A_{21}f_2(1-f_1) \quad (3)$$

й

$$\vartheta_{21}^a = B_{21}f_2(1-f_1)P(h\nu_{12}). \quad (4)$$

У стані термодинамічної рівноваги

$$\vartheta_{12} = \vartheta_{21}^c + \vartheta_{21}^a. \quad (5)$$

використовуючи умову 5, можна показати, що коефіцієнти  $B_{12}$ ,  $B_{21}$  та  $A_{21}$  («коефіцієнти Ейнштейна») пов'язані між собою, а саме:

$$B_{12} = B_{21}; \quad A_{21} = \frac{8\pi n^3 (h\nu_{12})^2}{h^3 c^3} B_{21}, \quad (6)$$

де  $n$  – показник заломлення напівпровідника;

$c$  – швидкість світла.

### 1.1 Створення інверсної заселеності у напівпровіднику

Надалі, втім, спонтанна рекомбінацію не враховується, оскільки швидкість спонтанної рекомбінації не залежить від щільності потоку фотонів у робочому середовищі лазера, і швидкість вимушеної рекомбінації при великих значеннях  $P(h\nu_{12})$  істотно перевищувати швидкість спонтанної рекомбінації.[1] Для того, щоб відбувалося посилення світла, швидкість вимушених переходів зверху вниз повинна перевищувати швидкість переходів знизу вгору:

$$B_{21}f_2(1-f_1)P(h\nu) > B_{12}f_1(1-f_2)P(h\nu). \quad (7)$$

Записавши ймовірності заселення електронами рівнів з енергією  $\epsilon_1$  та  $\epsilon_2$  у вигляді

$$f_1 = \frac{1}{\frac{\epsilon_1 - F_V}{e^{kT}} + 1}; \quad f_2 = \frac{1}{\frac{\epsilon_2 - F_C}{e^{kT}} + 1}, \quad (8)$$

отримаємо умову інверсної заселеності у напівпровідниках

$$F_C - F_V > \epsilon_2 - \epsilon_1 \geq \epsilon_g, \quad (9)$$

оскільки мінімальна відстань між рівнями  $\epsilon_1$  і  $\epsilon_2$  якраз дорівнює ширині забороненої зони напівпровідника  $\epsilon_g$ . Це співвідношення відоме як співвідношення Бернара-Дюрафура. У формулу 9 входять значення т.з. квазірівнів Фермі – рівнів Фермі окремо для зони провідності FC та валентної зони FV. Така ситуація можлива лише для нерівноважної, а точніше, для квазірівної системи. Для формування в обох дозволених зонах рівнів Фермі (рівнів, що розділяють заповнені електронами та порожні стани), потрібно, щоб час релаксації імпульсу електронів і дірок був на кілька порядків менше часу життя надлишкових носіїв заряду[1]:

$$\tau \ll \tau_f. \quad (10)$$

В результаті нерівноважний загалом електронно-дірковий газ можна розглядати як комбінацію рівноважного електронного газу в зоні провідності та рівноважного діркового газу у валентній зоні рисунок 1.2.

Процедура створення в робочому середовищі лазера (у нашому випадку – у напівпровідниковому кристалі) інверсної заселеності зветься накачуванням. Накачування напівпровідникових лазерів може здійснюватися ззовні світлом, пучком швидких електронів, сильним радіочастотним полем, ударною іонізацією в напівпровіднику. Але найбільш простим, економічним і, тому, найпоширенішим способом накачування напівпровідникових лазерів є інжекція носіїв заряду у виродженому р-п переході.

### 1.2 Генерація – рекомбінація світла у виродженому р-п переході

Принцип інжекційного накачування показано на рисунку 1.3 де наведена енергетична діаграма такого виродженого р-п переходу в стані термодинамічної рівноваги і при великому прямому зміщенні. Видно, що в області  $d$ , що безпосередньо примикає до рп переходу, реалізується інверсна заселеність – енергетична відстань між квазірівнями Фермі більша, ніж ширина забороненої зони.[2]

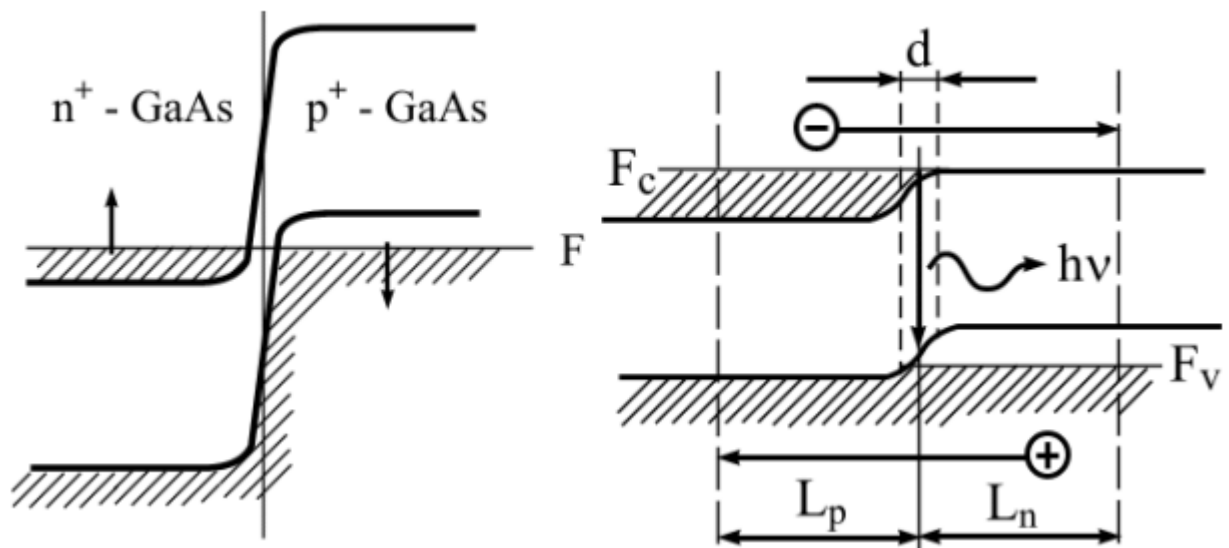


Рисунок 1.3 – Вироджений р-п перехід у стані термодинамічної рівноваги (ліворуч) та при великому прямому зміщенні (праворуч)

Однак створення робочого середовища інверсної заселеності є необхідною, але ще не достатньою умовою для генерації лазерного випромінювання. У будь-якому лазері частина потужності накачування, що підводиться до приладу, буде марно губитися.[3] І тільки коли потужність накачування перевищить певну величину – поріг генерації, лазер починає працювати як квантовий підсилювач світла. При перевищенні порога генерації: а) різко зростає інтенсивність випромінювання, що випускається приладом рисунок 1.4а б) звужується спектральна лінія випромінювання рисунок 1.4б в) випромінювання стає когерентним та вузькоспрямованим.

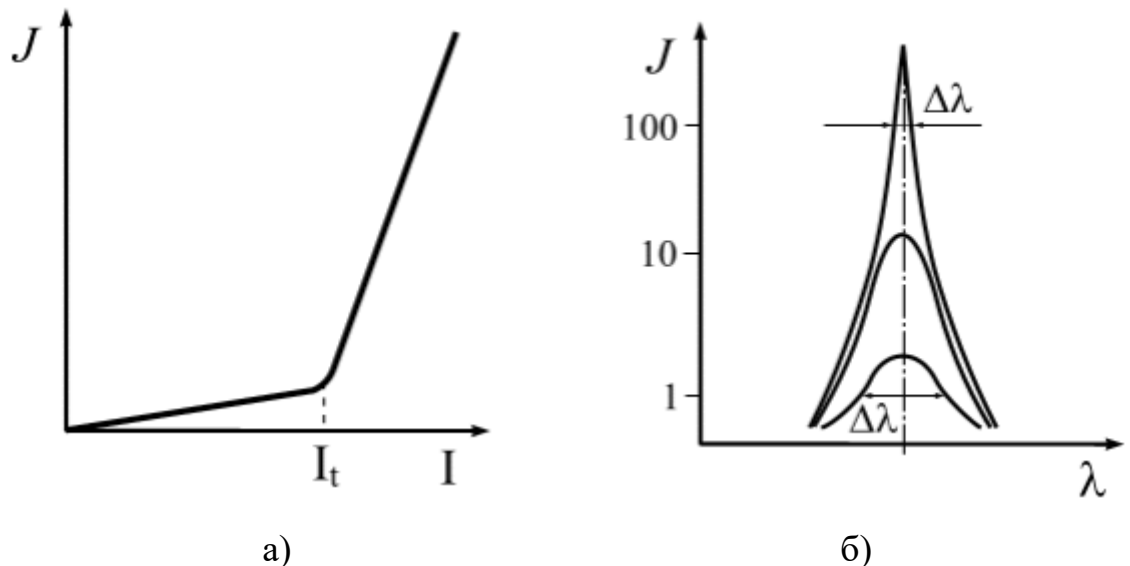


Рисунок 1.4 – Зростання інтенсивності (ліворуч) та звуження спектральної лінії випромінювання (праворуч) напівпровідникового лазера при перевищенні струмом порогового значення

Для досягнення граничних умов генерації робоче середовище лазера зазвичай поміщають оптичний резонатор. Це збільшує довжину оптичного шляху пучка світла в робочому середовищі, полегшує досягнення порогу генерації, сприяє кращому фокусуванню пучка і т.д. р-п переходу. Причому як дзеркала використовуються відшліфовані грані напівпровідникового кристала. Розглянемо проходження електромагнітної хвилі через такий

резонатор. Прийємо коефіцієнт пропускання та коефіцієнт відображення лівого дзеркала резонатора за  $t_1$  та  $r_1$ , правого (через яке випромінювання виходить назовні) – за  $t_2$  та  $r_2$ ; довжина резонатора –  $L$ . Нехай на ліву грань кристала падає ззовні електромагнітна хвиля, рівняння якої запишемо як[3]:

$$E = E_0 e^{i\omega(t - \frac{x\tilde{n}}{c})} = E_i e^{-x\Gamma}. \quad (11)$$

Пройшовши через ліве дзеркало, кристал та праве дзеркало, частина випромінювання вийде через праву грань кристала, а частина відобразиться і знову піде до лівої грані.

### 1.3 Електромагнітна хвиля в резонаторі Фабрі-Перо

Схема проходження електромагнітної хвилі у резонаторі типу Фабрі-Перо і подібних до нього наведена на рисунку 1.5.

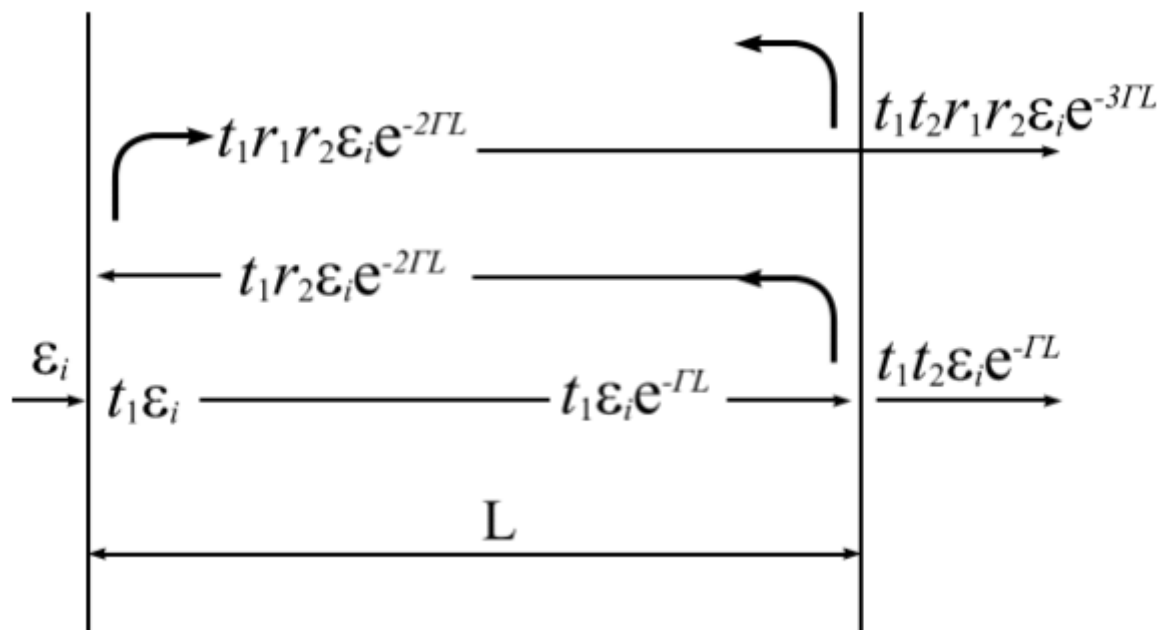


Рисунок 1.5 – Електромагнітна хвиля в резонаторі Фабрі-Перо

Подальший хід променя в резонаторі, амплітуди променів, що виходять і відбитих. Підсумуємо амплітуди всіх електромагнітних хвиль, що вийшли через праву грань кристала:

$$\begin{aligned} \sum E_{i\ddot{o}a\ddot{a}} &= E_i t_1 t_2 e^{-\Gamma L} + E_i t_1 t_2 r_1 r_2 e^{-3\Gamma L} + E_i t_1 t_2 r_1^2 r_2^2 e^{-5\Gamma L} + \dots = \\ &= E_i t_1 t_2 e^{-\Gamma L} (1 + r_1 r_2 e^{-2\Gamma L} + (r_1 r_2)^2 e^{-4\Gamma L} + \dots) = E_i \frac{t_1 t_2 e^{-\Gamma L}}{1 - r_1 r_2 e^{-2\Gamma L}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Потрібно, щоб сума амплітуд всіх хвиль, що виходять через праву грань, не дорівнювала нулю навіть при зникаючій малій амплітуді хвилі на лівій грані кристала. Очевидно, що це може бути тільки тоді, коли знаменник дробу (12) прагне нуля. Звідси:

$$r_1 r_2 e^{-2\Gamma L} = 1, \quad (13)$$

а з урахуванням того, що інтенсивність світла

$$J \sim E^2, \text{ т. е. } r_1 = \sqrt{R_1}; r_2 = \sqrt{R_2}, \quad (13.1)$$

де  $R_1, R_2$  – коефіцієнти відображення дзеркал – граней кристала «за інтенсивністю».

До того ж,  $r_1 \approx r_2$ , остаточно співвідношення для порогу генерації запишемо як

$$R \cdot e^{-2\Gamma L} = 1. \quad (14)$$

З (11) випливає, що множник  $2\Gamma$ , що входить у показник експоненти, пов'язаний з комплексним показником заломлення кристала:

$$2\Gamma = 2i\omega \frac{\tilde{n}}{c} = 2i\omega \frac{n - i\chi}{c} = 2i\omega \frac{n}{c} + 2\omega \frac{\chi}{c}. \quad (15)$$

У правій частині (15) перший доданок визначає фазу світлової хвилі, а друге – амплітуду. У звичайному, термодинамічно рівноважному середовищі

$$2\omega \frac{\chi}{c} = \alpha \quad (15.1)$$

- відбувається ослаблення (поглинання) світла, в активному робочому середовищі лазера це ж співвідношення слід записати у вигляді

$$-2\omega \frac{\chi}{c} = g - \alpha_i, \quad (15.2)$$

де  $g$  – коефіцієнт посилення світла, а символом;

$\alpha_i$  – втрати енергії накачування.

Тоді амплітудна гранична умова перепишеться як:

$$R \cdot e^{(g - \alpha_i)L} = 1 \quad \text{чи} \quad g = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} + \alpha_i. \quad (16)$$

Таким чином, визначається необхідна (9) та достатня (16) умови генерації напівпровідникового лазера. Як тільки величина коефіцієнта посилення перевищить втрати на величину, що визначається першим доданком (16), у робочому середовищі з інверсною заселеністю рівнів почнеться посилення

світла. Сама ж величина коефіцієнта посилення залежатиме від потужності накачування або, що для інжекційних лазерів те саме, від величини робочого струму. У звичайній робочій області напівпровідникових лазерів і лінійно залежить від величини робочого струму

$$g = \beta(I - I_0). \quad (17)$$

З (16) та (17) для порогового струму отримаємо:

$$I_t = I_0 + \frac{\alpha_i}{\beta} + \frac{1}{\beta L} \ln \frac{1}{R}, \quad (18)$$

де  $I_0$  – значення робочого струму, у якому досягається інверсна заселеність у напівпровіднику.

Оскільки зазвичай  $I_0 \ll I_t$ , першим доданком в (18) можна знехтувати. Коефіцієнт пропорційності  $\beta$  для лазера з використанням звичайного р-п переходу і виготовленого, наприклад, з GaAs можна розрахувати за формулою

$$\beta = \frac{1,59 \cdot 10^{-5}}{n^2 E^2 \Delta E}, \quad (19)$$

де  $E$  – положення спектральної лінії випромінювання лазера;

$\Delta E$  – напівширина спектральної лінії випромінювання лазера.

Розрахунок за формулою 18 дає при кімнатній температурі  $T = 300$  К для такого лазера дуже високі значення порогової щільності струму  $5 \cdot 10^4$  А/см<sup>2</sup> тобто такі лазери можуть експлуатуватися або при хорошому охолодженні, або в режимі коротких імпульсів. Тому, як зазначалося вище, лише створення 1970 р. групою Ж.І. Алфьорова, лазерів на гетеропереходах дозволило на 2 порядку

знизити порогові струми напівпровідникових лазерів, що зрештою і призвело до масового застосування цих приладів в електроніці. Щоб зрозуміти, як цього вдалося досягти, розглянемо докладніше структуру втрат у напівпровідникових лазерах.

До неспецифічних, загальних для будь-яких лазерів, і в принципі непереборних втрат слід віднести втрати на спонтанні переходи та втрати на термалізацію. Спонтанні переходи з верхнього рівня на нижній будуть присутні завжди, а оскільки випромінювані при цьому кванти світла матимуть випадковий розподіл по фазі та напрямку поширення (не будуть когерентні), то витрати енергії накачування на генерацію спонтанно-рекомбінуючих електрон-діркових пар слід зарахувати до втрат. За будь-якого способу накачування в зону провідності напівпровідника будуть закидатися електрони, з енергією, більшої енергії квазірівня Фермі  $F_c$ . Ці електрони, втрачаючи енергію у зіткненнях з дефектами решітки, досить швидко опускаються до квазірівня Фермі – процес, який називається термалізацією. Енергія, втрачена електронами при розсіянні їх на дефектах ґрат, є втрати на термалізацію[4].

До частково-усунутим втрат можна віднести втрати на безвипромінювальну рекомбінацію. У прямозонних напівпровідниках за безвипромінювальну рекомбінацію відповідають зазвичай глибокі домішкові рівні. Ретельне очищення напівпровідникового кристала від домішок, що утворюють такі рівні, зменшує ймовірність безвипромінювальної рекомбінації. І, нарешті, втрати на нерезонансне поглинання і струми витоку можна значно зменшити, застосовуючи виготовлення лазерів гетероструктури.

#### 1.4 Інжекційний лазер на основі двосторонньої гетероструктури

На відміну від звичайних p-n переходів, де праворуч і ліворуч від точки контакту розташовуються однакові напівпровідники, що відрізняються лише складом домішок і типом провідності, в гетероструктурах по обидва боки контакту розташовуються різні хімічного складу напівпровідники. Ці

напівпровідники мають різну ширину забороненої зони, тому в точці контакту буде спостерігатися "стрибок" потенційної енергії електрона (типу "гак" або типу "стінка" рисунок 1.6.

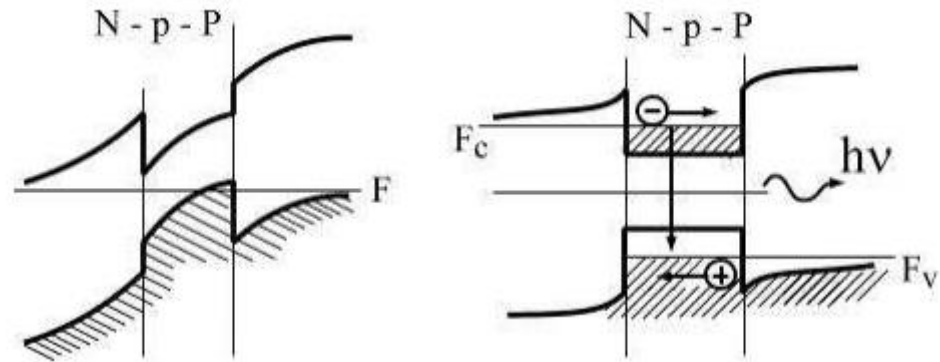


Рисунок 1.6 – Енергетична діаграма інжекційного лазера на основі двосторонньої гетероструктури у стані термодинамічної рівноваги (ліворуч) та в робочому режимі (праворуч)

Залежно від типу провідності напівпровідників гетероструктури можуть бути ізотипними (pP, nN гетероструктури) та анізотипними (pN, nP гетероструктури). Заголовними літерами в гетероструктурах прийнято позначати напівпровідник із більшою шириною забороненої зони. Не будь-які напівпровідники здатні утворювати якісні гетероструктури, придатні до створення з їхньої основи електронних приладів. Для того, щоб межа розділу містила якнайменше дефектів, компоненти гетероструктури повинні мати однакову кристалічну структуру і дуже близькі значення постійної кристалічної решітки[5].

У шарі вузькозонного напівпровідника будуть зосереджені не тільки нерівноважні електрони та дірки, а й більша частина випромінювання. Причина цього явища у тому, що напівпровідники, складові гетероструктуру, відрізняються величиною показника заломлення. Як правило, показник заломлення вище у вузькозонного напівпровідника. Тому всі промені, що мають кут падіння на межу двох напівпровідників

$$\Theta \geq \Theta_{12} = \arcsin \frac{n_2}{n_1}, \quad (20)$$

будуть зазнавати повного внутрішнього відбиття. Отже, випромінювання буде «замкнене» в активному шарі (рисунок 1.7), що суттєво зменшить втрати на нерезонансне поглинання (зазвичай це так зване «поглинання вільними носіями заряду»).

Все сказане вище і дозволяє отримати в гетеролазерах гігантське оптичне посилення при мікроскопічних розмірах активної області: товщина активного шару  $d \approx 1 \mu\text{м}$ , довжина резонатора  $L \approx 100 \mu\text{м}$ . Гетеролазери працюють за кімнатної температури в безперервному режимі, а характерні густини робочих струмів не перевищують  $500 \text{ А/см}^2$ .

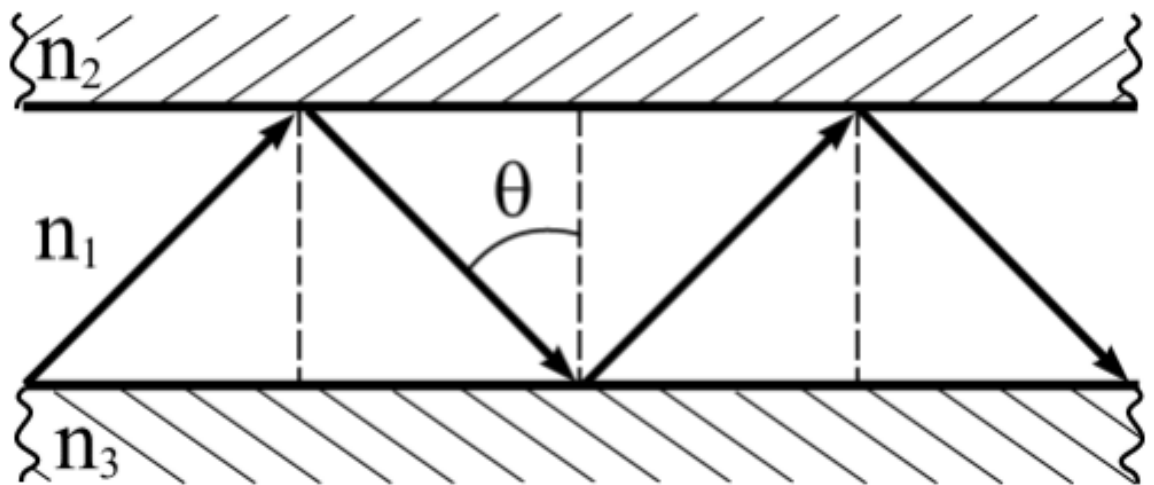


Рисунок 1.7 – Оптичне обмеження при поширенні світла у гетероструктурі. При вугіллі падіння більшому  $\theta$  відбувається повне внутрішнє відображення від межі розділу напівпровідників, що становлять гетероструктуру

Спектр випромінювання лазерів, в яких робочим середовищем є арсенід галію, представляє вузьку лінію з максимумом у ближній інфрачервоній області спектру  $\lambda_{\max} \approx 9,0$  мкм, лазери на основі інших напівпровідникових матеріалів випромінюють у видимому діапазоні довжин хвиль  $0,4 \dots 0,7$  мкм, а також в інфрачервоній ділянці з  $\lambda_{\max} \approx 10$  мкм.

## 2 НАКАЧУВАННЯ ІНЛ

Накачування напівпровідникових лазерів можна здійснити різними шляхами, що справді було зроблено. Наприклад, можна використовувати зовнішній електронний пучок або пучок від іншого лазера для поперечного збудження в об'ємі напівпровідника. Однак досі найзручнішим методом збудження є використання напівпровідника у вигляді діода, в якому збудження відбувається за рахунок струму, що протікає у прямому напрямку. У цьому випадку інверсія населення досягається у вузькій ( $<1$  мкм) смужці між p-1 областями переходу. Можна виділити два основних типи напівпровідникових лазерних діодів, а саме лазер на гомопереході та лазер на подвійному гетеропереході (ДГ). Лазер на гомопереході представляє інтерес головним чином завдяки тій ролі, яку він зіграв в історичному розвитку лазерів (так були влаштовані перші діодні лазери), проте тут корисно коротко розглянути цей лазер, оскільки це допоможе підкреслити ті великі переваги, якими мають ДГ. лазери. Справді, тільки після винаходу лазера на гетеропереході стала можливою робота напівпровідникових лазерів у безперервному режимі при кімнатній температурі, у результаті відкрився широкий спектр застосувань, у яких ці лазери тепер використовуються.

Найважливішим способом накачування в напівпровідникових лазерах є інжекція надлишкових носіїв заряду через p-n- перехід, гетероперехід або ін. нелінійний електрич. контакт. Інжекційний лазер з активною смугою, витягнутою вздовж осі оптичного резонатора перпендикулярно двом плоскопаралельним торцям лазера. Через порівняно малих розмірів випромінюючої плями на торці інжекц. лазера випромінювання сильно дифрагує при виході у зовнішнє середовище та його спрямованість виявляється невисокою (кут розбіжності лазерного пучка становить  $20 - 40$  градусів і зазвичай помітно відрізняється у взаємно ортогональних площинах)[6].

Др. способами накачування служать електрич. пробую в сильному полі наприклад, у так званих стрімерних лазерах, освітлення (напівпровідникові лазери з оптичним накачуванням) і бомбардування швидкими електронами (напівпровідникові лазери з електронно-променевим або електронним накачуванням).

Напівпровідникові лазери з накачуванням електрич. пробоем містить активний елемент у формі чіпа-резонатора з контактами для підведення високовольтної напруги. У тримірному напівпровідниковому лазері використовується пробій при стрімерному розряді однорідного напівпровідникового зразка високого опору. Напруга в цьому напівпровідниковому лазері підводиться у вигляді коротких імпульсів, а пляма, що випромінює, швидко переміщається слідом за головкою (стрімером) електричного розряду.[7]

При використанні оптич. або електронно-променевої накачування активна область розташовується в приповерхневому шарі напівпровідникового зразка, і товщина цієї області залежить від глибини проникнення енергії накачування. Залежно від взаємного розташування пучка накачування та лазерного променя використовують як поздовжній, так і поперечний варіант геометрії накачування. Напівпровідниковий лазер з електронно-променевою накачкою крім активного елемента (мішені) включає електронну гармату. Особливістю лазерів з таким накачуванням є можливість швидкої зміни конфігурації накачування, наприклад сканування із швидкостями, що забезпечують відтворення телевізійного зображення (лазерне проєкційне телебачення).

## 2.1 Найпоширеніші схеми генераторів імпульсів інжекційних напівпровідникових лазерів.

### 2.1.1 Генератор наносекундних імпульсів на основі компараторів.

Якщо потрібні дуже короткі імпульси, що запускаються зовнішнім сигналом, наприклад, для генерації імпульсів ІНЛ, цей передбачувано

програмований генератор буде корисним. Тривалість вихідного сигналу схеми, зробленої на двопарному високошвидкісному компараторі і швидкодіючим логічному елементі, регулюється від 0 до 10 нс при тривалості фронту 520 пс і амплітуді 5 В. При відхиленні напруги живлення 5 на 65 % тривалість імпульсу 0 змінюється пс. Мінімальна тривалість вхідного імпульсу запуску дорівнює 30 нс, а затримка між входом та виходом становить 18 нс[8].

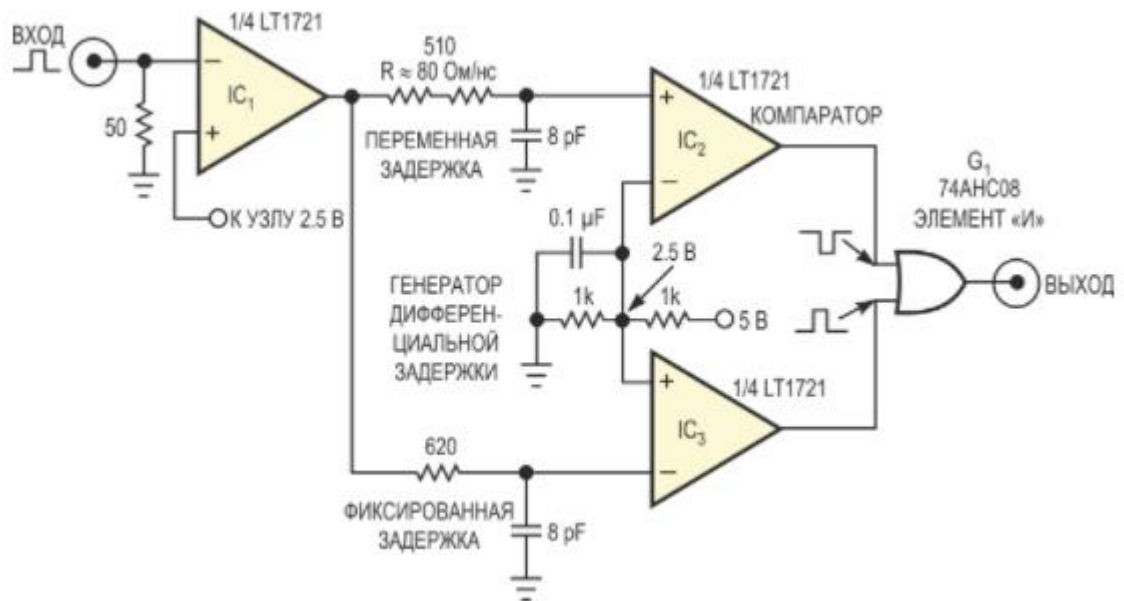


Рисунок 2.1 – Генератор імпульсів на основі надшвидких компараторів

Цей генератор формує імпульси тривалістю від 0 до 10 нс. з переднім фронтом 520 пс. Компаратор IC1 розвантажує узгоджувач резистор диференціальних ланцюгів затримки. Комплементарні виходи мікросхем IC2-IC3 відображають різницю затримок зсувом передніх фронтів своїх імпульсів. Вихідний позитивний імпульс логічного елемента G1 існує протягом часу, поки сигнали на обох виходах компараторів IC2-IC3 мають високий рівень.

Компаратор IC1 інвертує вхідний імпульс (Рисунок 2.2, осцилограма А) та ізолює від решти схеми узгоджуючий резистор 50 Ом. Вихід IC1 підключений до двох RC-кіл – з фіксованим та змінним постійним часом. Програмуючий резистор  $R_G$  в основному визначає різницю постійних часу заряду ланцюжків і, отже, затримку, масштаб якої дорівнює приблизно 80 Ом/нс. Компаратори IC2

та IC3, включені детекторами рівнів із протилежною полярністю вихідних сигналів, відображають різницю затримок зсувом передніх фронтів своїх імпульсів. Вихідний сигнал компаратора IC3 в каналі з фіксованою затримкою представлений осцилограмою В, а сигнал на виході IC2 в каналі зі змінною затримкою – осцилограмою С. Вихідний імпульс схеми на виході логічного елемента G1 (осцилограма D) існує протягом часу, поки сигнали на обох мають високий рівень[9].

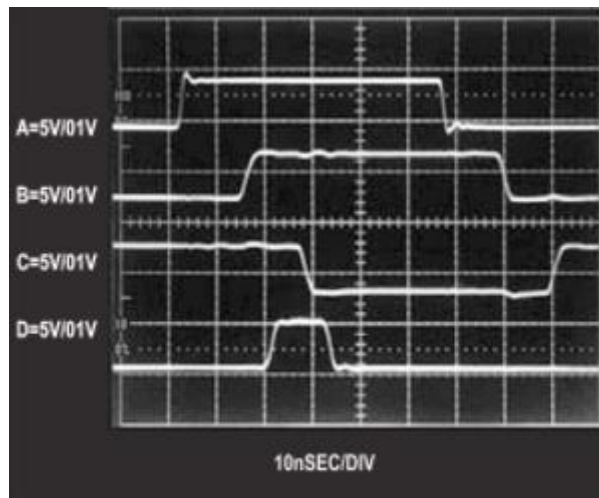


Рисунок 2.2 – Форми сигналів у схемі генератора, виміряні осцилографом реального часу із смугою пропускання 400 МГц

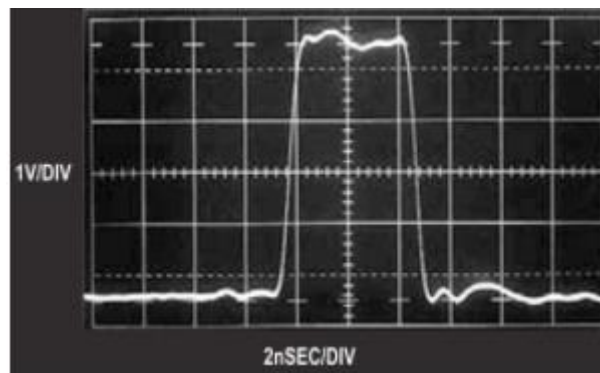


Рисунок 2.3 – Форма імпульсу

На рисунку 2.2 - А – «ВХІД», В – вихід IC3 (фіксована затримка), С – вихід IC2 (змінна затримка), D – «ВИХІД». На рисунку 2.3 зображено 5-наносекундний

вихідний імпульс при  $R = 390$  Ом що має гарну форму та акуратні фронти. Дзвін на плоскій вершині імпульсу в межах 8% обумовлений індуктивністю провідників, що йдуть до елемента G1, та неідеальністю кабелю, що з'єднує щуп із осцилографом[10].

Отриманий при  $R = 390$  Ом вихідний імпульс, показаний на рисунку 2.3, має амплітуду 5 і тривалість, виміряну за рівнем 50% - 5 нс. Імпульс має гарну форму та акуратні фронти. Викид переднього фронту, що становить приблизно 8%, обумовлений індуктивністю провідників, що йдуть до елемента G1, і неідеальністю кабелю, що з'єднує щуп з осцилографом. На рисунку 2.4 показаний найвужчий імпульс, при якому зберігається повна амплітуда 5 В. Ширина імпульсу, що вимірювалася в стробоскопічному режимі в смузі частот 3,9 ГГц, дорівнює 1 нс за рівнем амплітуди 50% і 1.7 нс у основи. Імпульс може бути ще коротшим, якщо припустимо, що його амплітуда буде менше 5 Ст.

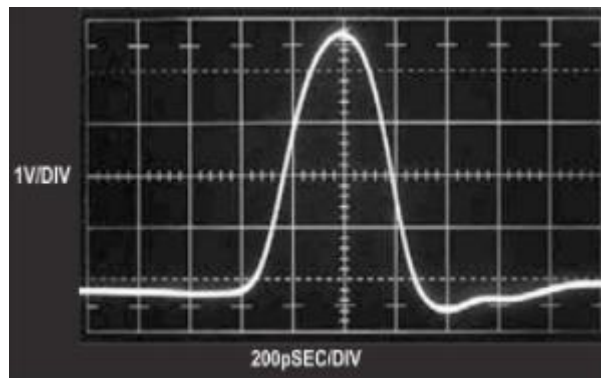


Рисунок 2.4 – Найкоротший імпульс 1 нс по рівню половинної амплітуди та 1.7 нс по основі

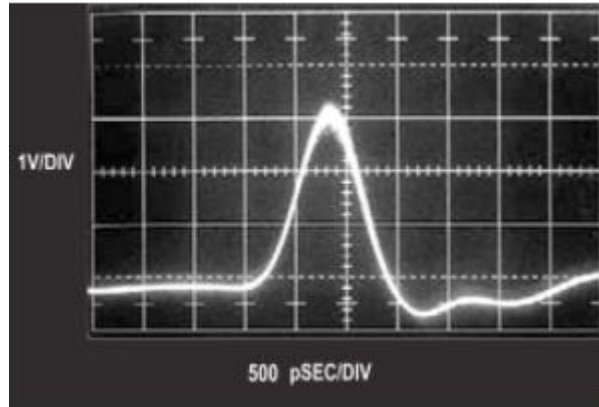


Рисунок 2.5 – Імпульс з неповною амплітудою 0,7 від базової має тривалість 700 пс

Мінімально доступна ширина імпульсу обмежена часом наростання мікросхеми G1. Імпульс з неповною амплітудою 3,3 має тривалість 700 пс, а ширину у підстави – 1,25 нс рисунок 2.5. Час наростання імпульсу на рисунку 2.6, виміряне в стробоскопічному режимі смуги частот 3,9 ГГц, дорівнює 520 пс. Час спаду дорівнює часу наростання. Фронт імпульсу має чітко визначену форму та вільний від артефактів.

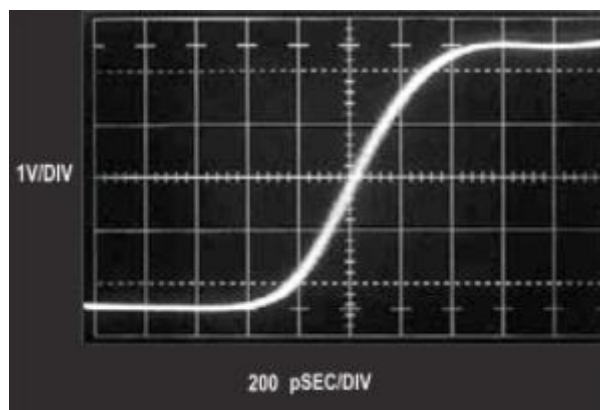


Рисунок 2.6 – Зображення переднього фронту імпульсу

Детальне зображення переднього фронту, виміряного у смугі частот 3,9 ГГц стробоскопічним осцилографом з часом наростання 90 пс, показує, що його тривалість дорівнює 520 пс. Задній фронт має таку саму тривалість. Зернистість осцилограми обумовлена артефактами стробоскопічного режиму осцилографа.

### 2.1.2 Програмований генератор над коротких імпульсів.

Генератор імпульсів є відносно поширеним інструментом, який можна знайти в більшості електронних лабораторій, наукових досліджень компанії тощо, однак у різних сферах застосування різні особливості такого обладнання можуть мати першочергове значення. Деякі люди будуть використовувати його в основному як джерело квадратних хвиль відносно високих частот, хтось цінуватиме його здатність виробляти короткі імпульси, тоді як для деяких інших короткочасних наростань/спадів імпульсу буде головне.[6]

Дизайн створення універсального інструменту, який би охопив усі три згадані області, є складним завданням. Однак слід зазначити, що у багатьох програмах згадані короткі або швидкі (короткий фронт) імпульси не обов'язково повинні повторюватися з високою частоти. Отже, якщо генератор оптимізовано з точки зору лише однієї зі згаданих ознак (повтор, частота, тривалість імпульсу або час наростання/спаду), його конструкція може бути набагато простішою і набагато дешевшою. У статті представлені така конструкція, в якій основні зусилля були зосереджені на отриманні відносно простого обладнання, здатного виробляти швидко імпульси.[6]

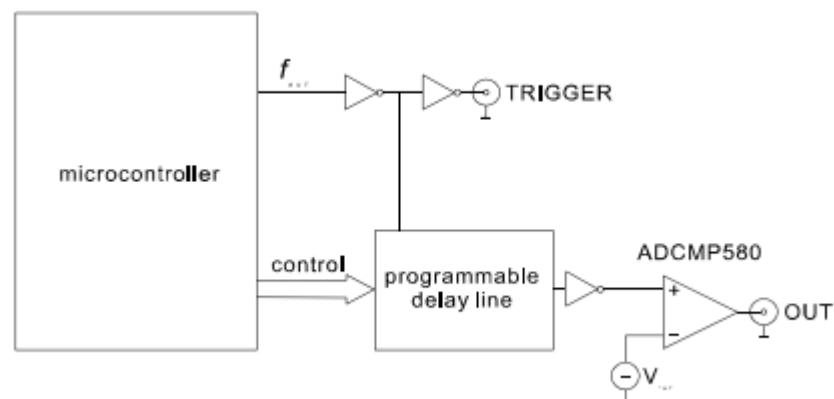


Рисунок 2.7 – Блок схема генератора імпульсів

Блок-схема генератора представлена на рисунку 2.7. Двома ключовими компонентами приладу є мікроконтролер і швидкий компаратор Si-Ge. Мікроконтролер (AD:C814) виконує три основні завдання. Перший – це

контролер дисплея та клавіатури, щоб користувач міг легко змінювати налаштування генератора (наприклад, частоту повторення, затримку тригера).

Клавіатура працює в матриці, що складається з 4 рядів по 4 клавіші в кожній. Десять цифрових клавіш і клавіша з точкою використовується для числового введення основних налаштувань генератора. Клавіші Escape/Backspace, клавіші введення, вгору та вниз використовуються для навігації по меню, що відображається на алфавітно-цифровому РК-дисплеї, що складається з двох рядків по 20 символів у кожному. В результаті інструмент можна зручно використовувати як самостійний пристрій. Другим завданням мікроконтролера є зв'язок з ПК через інтерфейс RS-232, який можна використовувати для здійснення автоматичних вимірювань. RS-232 був обраний через його простоту та поширеність використання. Відносно повільна передача даних не була проблемою в обговорюваній програмі. Третя головна функція мікроконтролера - виробляти прямокутну хвилю розумної стабільності. Це робиться шляхом поділу тактової частоти системи у внутрішньому таймері/лічильнику.[6]

В результаті можна встановити частоту вихідного сигналу на значення від нижче кілогерц до понад мегагерц. Беручи до уваги, що системний годинник виводиться з кварцевого генератора і що таймер працює в апаратному режимі, вихідна частота дуже стабільна. Оскільки можливості вихідного струму мікроконтролера введення/виводу відносно слабкі, прямокутна хвиля подається в інвертор (74AC04), який працює як буфер струму, і який також збільшує швидкість фронтів прямокутної хвилі. Другий інвертор використовується як драйвер тригерного виходу генератора. Оскільки в деяких програмах тригерний сигнал повинен бути попереду основного імпульсу, основний шлях сигналу містить додаткову лінію затримки (Maxim/Dallas DS1021S-25). Лінія затримки програмується з кроком 250 пс до максимальної затримки при бл. 75 нс. Сигнал з виходу лінії затримки пропускається через ще один інвертор, який використовувався для прискорення фронтів сигналу та для компенсації теплових змін часу поширення, внесених інвертором, що використовується на виході

тригера. Нарешті, сигнал використовується для керування неінвертуючим входом компаратора ADCMP580, який фактично є ключовим компонентом конструкції. Компаратор виготовлений за технологією Si-Ge і, згідно зі своїми специфікаціями, має типовий час підйому/спаду потужності 32 пс (20% до 80%). Його сильною перевагою є вихідний каскад CML з внутрішніми резисторами 50 Ом, що означає, що вихід компаратора можна підключити безпосередньо до вихідного роз'єму SMA, оскільки не потрібні додаткові пасивні або активні ланцюги (відповідний вихідний опір до 50 Ом). Вироблені імпульси мають амплітуду при бл. 0,4 В при навантаженні 50 Ом.

Оцінюючи якість генераторів імпульсів, слід зазначити, що в багатьох застосуваннях вирішальне значення мають не тільки електричні або часові характеристики, але й форма виробленого сигналу. Це означає, що не тільки час підйому/спаду має бути якомога коротшим, але й край має бути плавним, з постійним градієнтом і, можливо, без коливань. Рисунок 2.8, на якому наведено приклад імпульсу, доводить, що створення швидких імпульсів гарної форми – завдання не з легких. Представлений імпульс має деякі збурення в середині та на кінці фронту та значні коливання (при бл. 20%) на кінці. На рисунку 2.8. Хоча його форма не ідеальна, край дуже правильний, а кінцеві коливання мають помірну амплітуду. Найважливішим є час підйому бл. 50 пс. Відносно невелика краєва дисперсія свідчить про прийнятну стабільність і прийнятний рівень фазового шуму схеми.

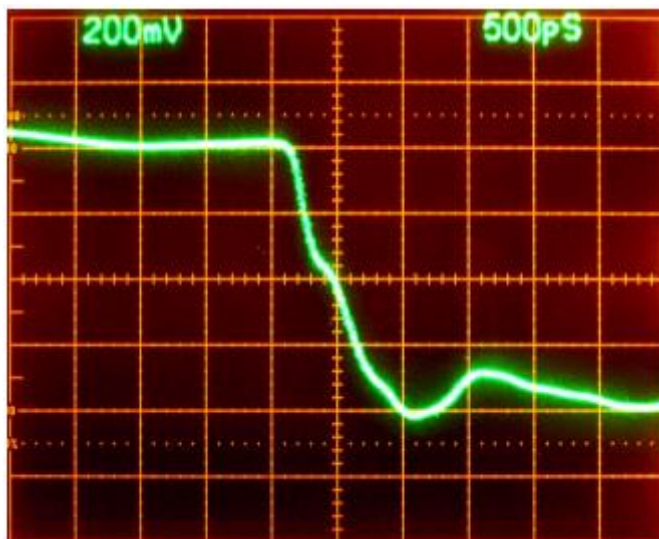


Рисунок 2.8 – Приклад імпульсу, отриманого в схемі на основі кроку відновний діод

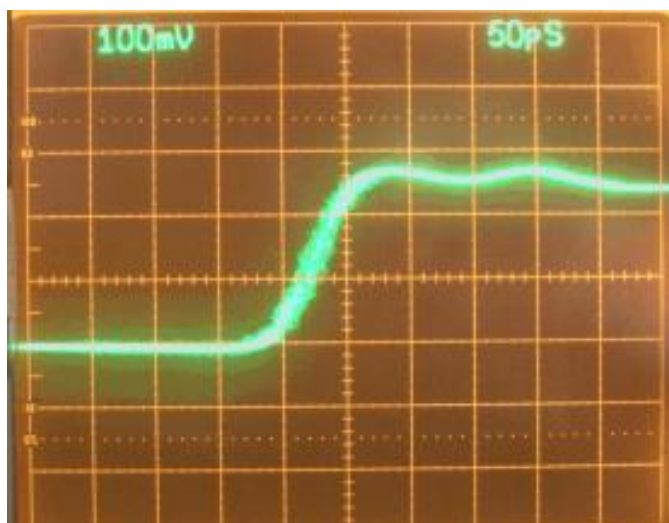


Рисунок 2.9 – Вигляд імпульсу на виході з запропонованого генератора

### 3 ГЕНЕРАТОР НАДКОРОТКИХ ІМПУЛЬСІВ НА ІНЛ

Виходячи з приведених в попередньому розділі прикладів типових рішень для генераторів надкоротких імпульсів для інжекційних напівпровідникових лазерів запропонуємо власне рішення на базі DC-DC перетворювача від Analog Devices LT1073.[6]

#### 3.1 Електрична принципова схема

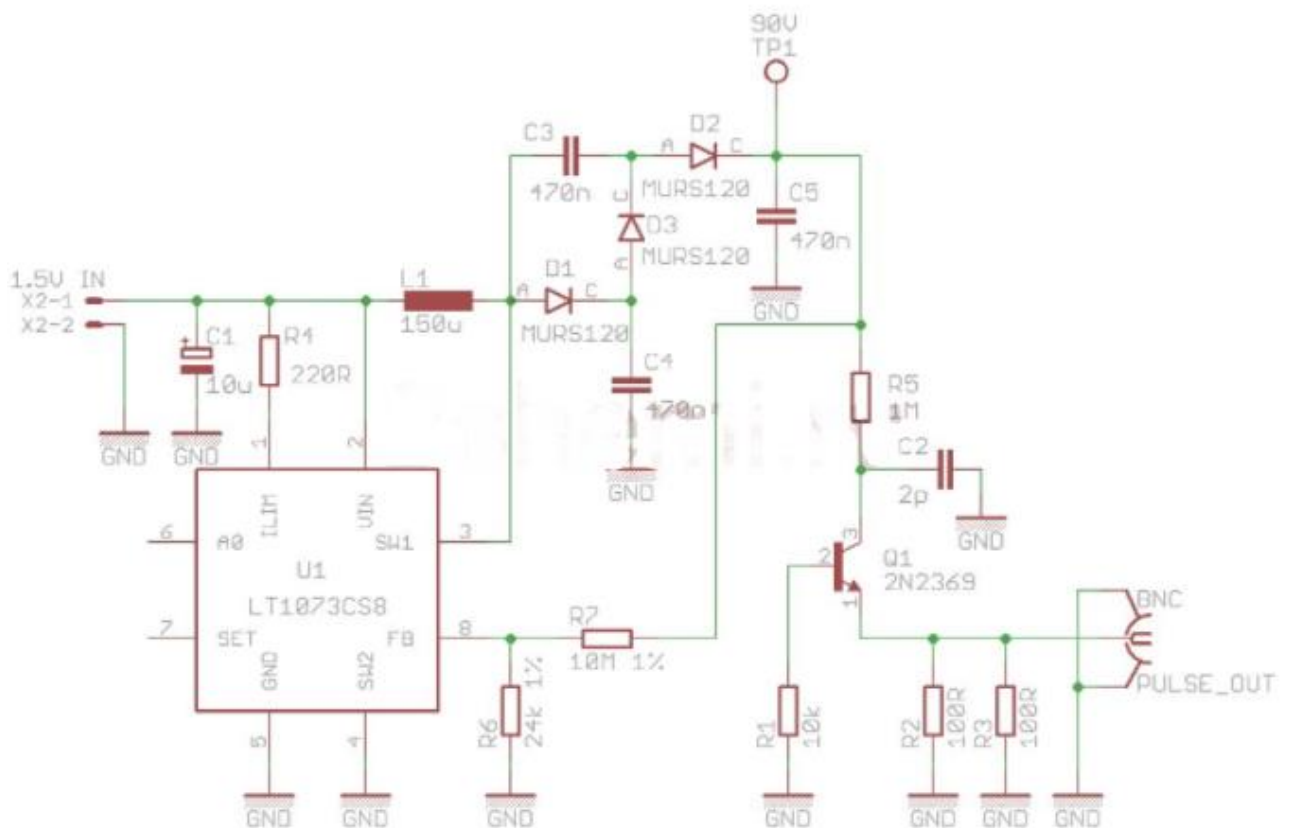


Рисунок 3.1 – Схема електрична принципова генератора надкоротких імпульсів

Основною перешкодою для тестування цих генераторів зазвичай є відсутність доступу або володіння заводським вимірювальним приладом, адже таке обладнання не дешево і недоступно. Але зробивши справді невеликі витрати, можна самим збудувати таку вимірювальну систему. То що для неї потрібно? Зрозуміло, осцилограф, переважно цифровий, хоча і не обов'язково, з

мінімальною смугою пропускання 60 МГц (500 Мс -1 ГГц/с) та джерелом імпульсів з часом наростання не більше 1 нс та тривалістю 1-2 нс.

Уся схема заснована на двох блоках. Перший блок є DC-DC перетворювач і він побудований з використанням мікросхеми LT1073, другий блок являє собою генератора на базі транзистора 2N2369A від Моторола. Інвертор об'єкта подає змінну напругу, яка потім підвищується в ланцюзі помножувача діодної напруги (діоди D1-D3) до значення 90 В. Потім з цією напругою працює генераторна імпульсна схема.

Мікросхема LTC1073 використовується для отримання напруги + 90 В. Схема живиться через резистора 1МОМ (R5), який подає напругу безпосередньо на транзистор і конденсатор 2PF (C2) – коли він заряджається до напруги близько 50 В (UCE для 2n2369 становить близько 40 В) викликається короткий пробій переходу К-Е транзистора T1 і виникає імпульс (явище лавинного пробію).

Це повторюється кожні 10 мкс. Звернемо увагу на номінал транзистора – 2N2369A, не кожен транзистор тут працюватиме, багато інших транзистори просто не хотіли функціонувати.

Вихідний опір точно налаштовується на 50 Ом за допомогою емітера резистора. Якщо хтось хоче протестувати кабелі з різними імпедансами, треба вибрати значення резисторів R2, R3 для опору кабелю (наприклад, 75 Ом (2×150)).

### 3.2 Друкована плата та 3D модель пристрою

Друкована плата генератора дуже невелика, на 42мм та 60 мм. Сама схема може живитися напругою від 1,5 до 3 В, в даному випадку використовувалася літієва батарея CR2450. Весь генератор споживає 5 мА і використовуючи пристрій протягом року, напруга батареї залишається на рівні 3 В. Звичайно, якщо хтось використовуватиме його інтенсивно, батарея швидко перестане швидко забезпечувати необхідну напругу. І буде доцільно використовувати стаціонарне джерело живлення.

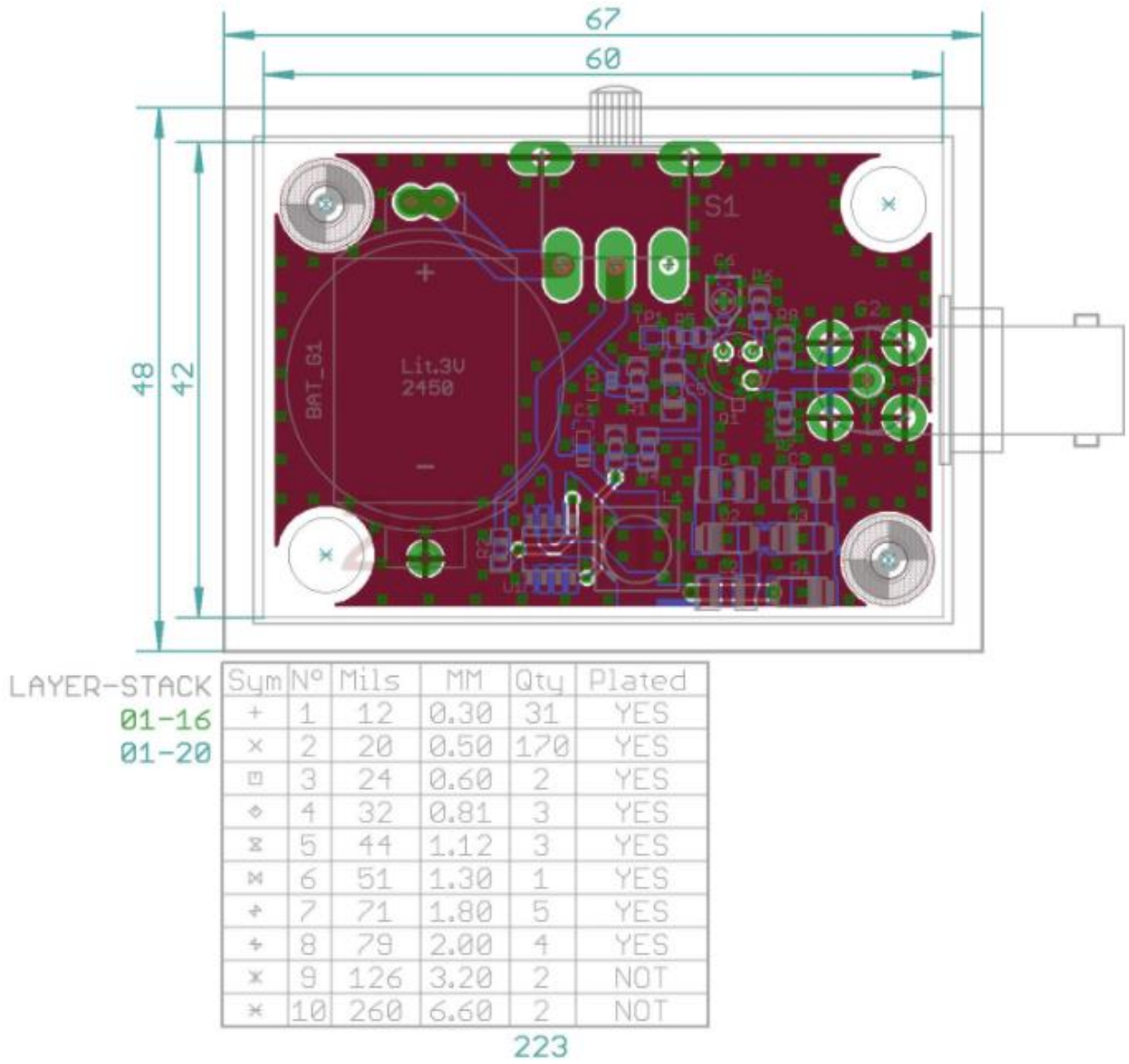


Рисунок 3.2 – Друкована плата генератора

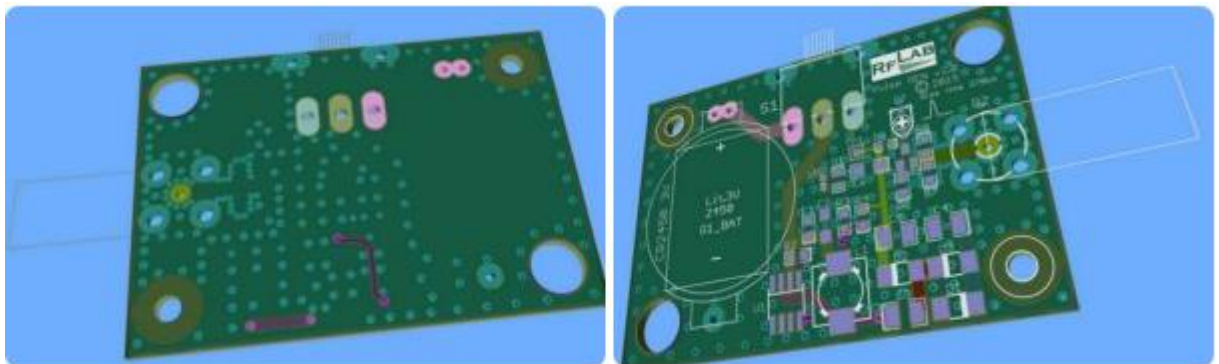


Рисунок 3.3 – 3D модель друкованої плати генератора

Друкована плата також розроблена за допомогою пакету програмного забезпечення Autodesk Eagle. Типорозмір елементної бази для пасивних елементів обрано SMD 0602, що в свою чергу дозволяє доцільно розподілити елементи у заданому розмірі друкованої плати і зробити генератор досить компактним. Спроекована в двосторонньому вигляді. Макет друкованої плати зображено на рисунку 3.2. Ширина провідника 0,2...1 мм. Діаметр отворів 0,5 мм 1мм та 3мм.

### 3.3 Вимірювання наносекундних імпульсів

Нижче наведено результати виміру. Перший вимір показує імпульс, що генерується, вимірювання часу наростання близько 13,3 нс, обмеженої ширини смуги осцилографа (200 МГц), загальна тривалість імпульсу становить близько 2,5 нс. Генератор, виміряний на осцилографі зі смугою пропускання 2 ГГц (10 GS), показав  $T_r = 280$  пС та загальну тривалість імпульсу 1 нс.

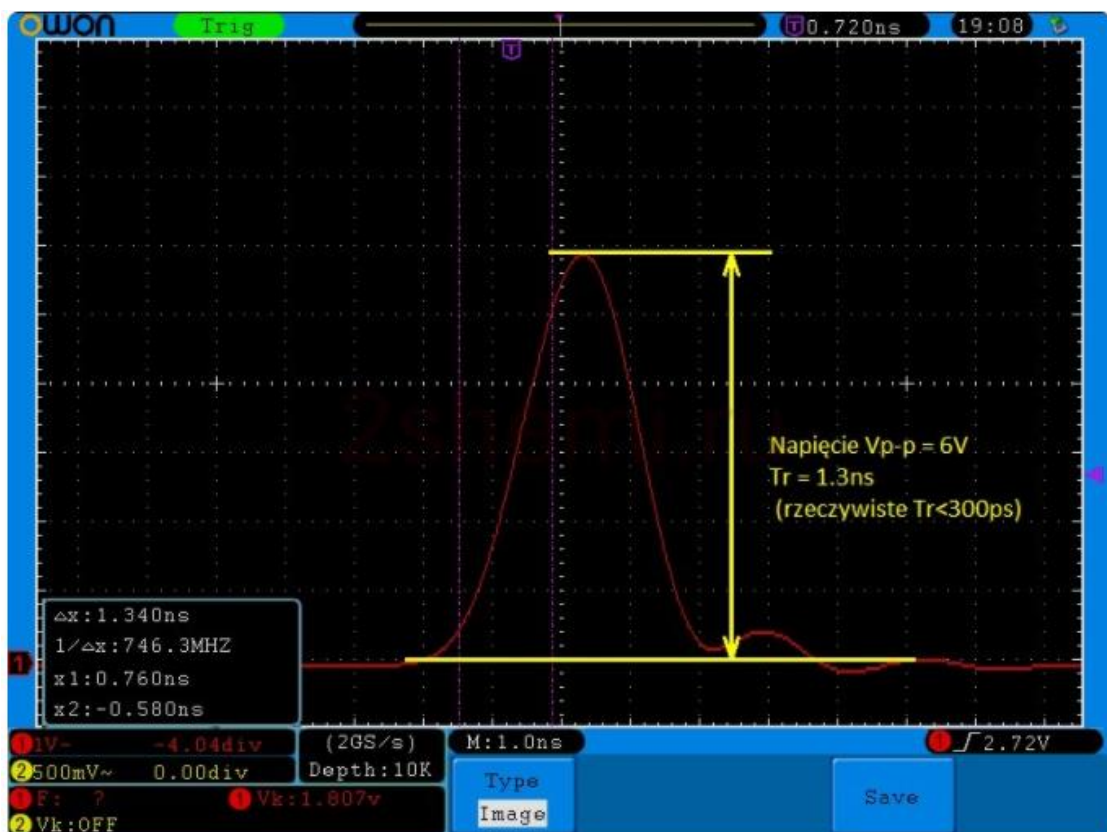


Рисунок 3.4 – Вигляд імпульсу довжиною 2.5 нс.

Іншим є вимір відкритого коаксіального кабелю з коефіцієнтом укорочення 0,66 (коефіцієнт укорочення – це значення, якщо електромагнітна хвиля «працює» повільніше в даному середовищі по відношенню до вакууму) кабель RG 178. Загальний вимірний час становить 17 нс, щоб розрахувати час поширення, це значення має бути поділено на 2 (час для досягнення відображення та повернення сигналу), яке ми отримуємо, так що 8,5 нс, тепер цього достатньо, щоб помножити на швидкість світла (точніше, електромагнітну хвилю) і за коефіцієнтом укорочення кабелю, то є 0,66. Після розрахунків отримуємо результат довжини кабелю, що дорівнює 1,67 м (фактична довжина кабелю становить 1,7 м), тому помилка виміру становить близько 2%.



Рисунок 3.5 – Вигляд імпульсу довжиною 2,5 нс з періодом 8,54 нс

Останній вимір стосується встановлення кабелю приймача. Аналогічне тут відображення наприкінці та хвилястість у середині виміру.

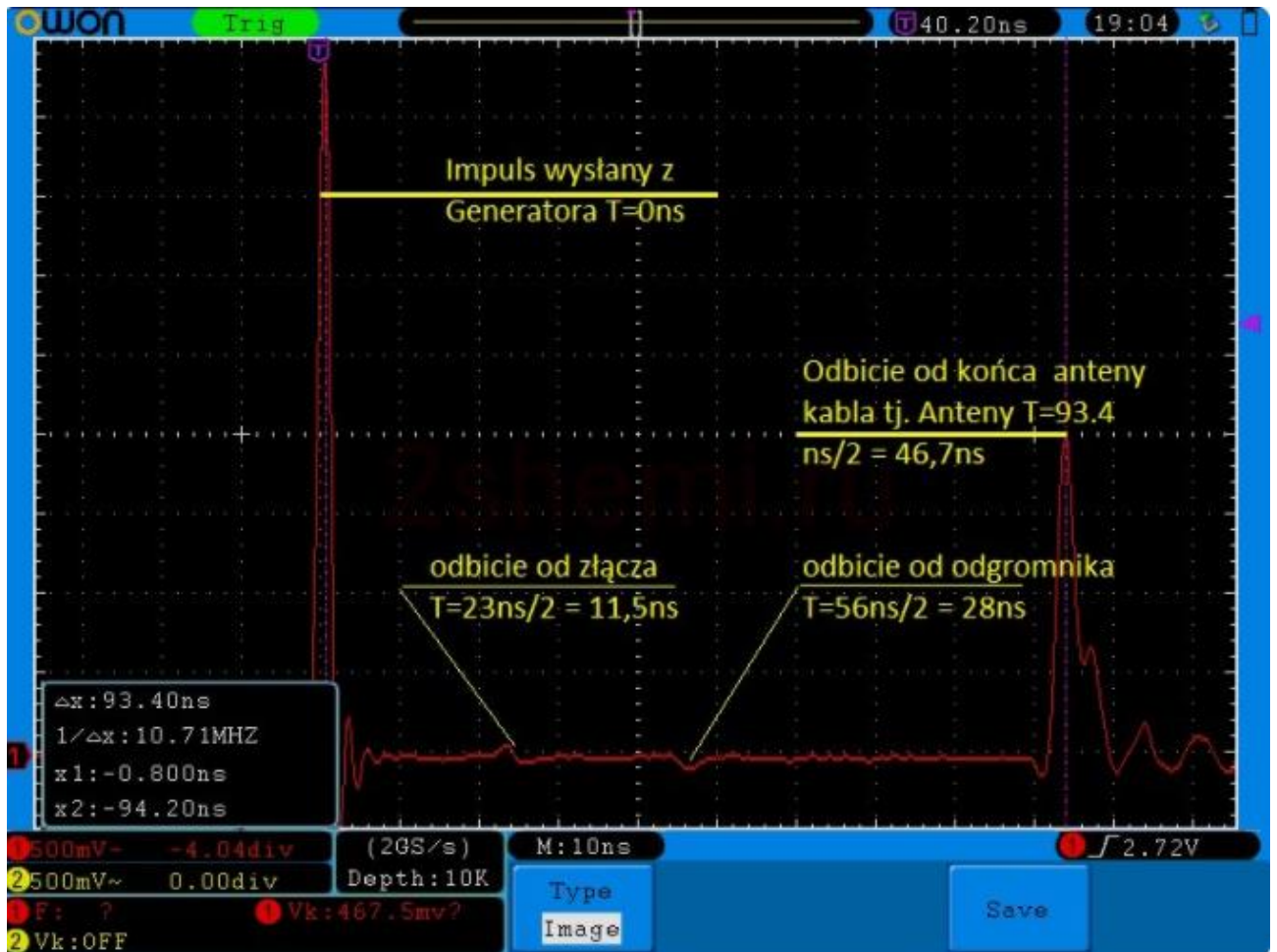


Рисунок 3.6 – Вигляд імпульсу з максимально низькою тривалістю та періодом

## ВИСНОВКИ

Під час виконання атестаційної роботи було проведено аналіз конструкції та принципів роботи інжекційного напівпровідникового лазера.

Визначені переваги та недоліки напівпровідникових інжекційних лазерів перед іншими лазерами: газовими, рубіновими і тому подібними.

Розглянуті принципи побудові гетеро структури та неможливість виготовлення напівпровідникових інжекційних лазерів з типових напівпровідникових матеріалів, таких як кремній та германій. Особливості конструкції та принципи роботи оптичного резонатору. Необхідність його для функціонування напівпровідникового лазера. Проаналізовано виникнення умови інверсного заселення для напівпровідникового лазера. Визначені типи витрат котрі неможливо усунути відомими на теперішній час методами, а котрі не є проблемою для останніх модифікацій системи.

Розглянуто два найпоширеніших типи генераторів надкоротких імпульсів для інжекційних напівпровідникових лазерів у другому розділі – на основі компараторів та програмований на базі мікроконтроллера. Зображені принципові та блок схеми генераторів. Наведені осцилограми вихідних імпульсів та їх характеристики.

У третьому розділі запропоновано генератор надкоротких імпульсів для напівпровідникових лазерів TDR типу на основі інтегральної схеми від компанії Analog Devices LT1073. Приведено рішення електричної принципової схеми пристрою, спроектовано друковану плату котру можна використовувати для серійного виробництва. Проведено вимірювання характеристик спроектованої версії TDR генератору, де показано що пристрій здатен генерувати надкороткі імпульси тривалістю 2.5 нс, що відповідає меті атестаційної роботи.

**ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ**

1. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. Физика полупроводников: учеб – М.: Изд-во «Наука», 1977. – 678с.
2. Х. Кейси, М. Паниш. Лазеры на гетероструктурах: учеб – М.: Издво Москва «Мир», 1981. – 294 с.
3. Ривлин Л.А. Динамика излучения полупроводниковых квантовых генераторов – М.: Изд-во «Советское радио», 1976. – 176 с.
4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х томах – М.: Издво Москва «Мир», 1984. – 456с.
5. Тарасов Л.В. Лазеры: Действительность и надежды – М.: Изд-во Москва “Наука”, 1985. – 123с
6. В.Н. Легкий, И.Д. Миценко, Б.В. Галун. Малогабаритные генераторы накачки полупроводниковых лазеров: учеб. Пособие – Томск: Радио и связь, Томский отдел, 1990. – 216 с.
7. К.И. Крылов, В.Т. Прокопенко, В.А. Тарликов. Основны лазерной техники: учеб. Пособие – Л.: Изд-во «Машиностроение», 1990. – 316 с.
8. Кабардин О.Ф. Физика – М.: Изд-во Москва “Просвещение”, 1988. – 96с.
9. Мигнал А.Б. Энциклопедический словарь юного физика – М.: Издво Москва «Педагогика», 1991. – 65 с.
10. Елисеев П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров – М.: Издво «Наука», 1983. – 295 с.