

Одеський національний університет імені І. І. Мечникова

(повне найменування вищого навчального закладу)

Факультет математики, фізики та інформаційних технологій

(повне найменування інституту/факультету)

Кафедра фізики та астрономії

(повна назва кафедри)

Кваліфікаційна робота

на здобуття ступеня вищої освіти « магістр »

**«Особливості механізму роботи лавинних діодів у оптичних
схемах динамічного розсіяння світла»**
«Features of the Working Mechanism of Avalanche Diodes in Optical Schemes of
Dynamic Light Scattering»

Виконав: здобувач денної форми навчання

Спеціальність: 104 - Фізика та астрономія

Освітня програма Фізика та астрономія

Іскрицький Михайло Ілліч

Керівник д.ф.-м.н.,проф. Гоцульський В. Я. _____

(підпис)

Рецензент: с.н.с. Чечко В. Є.

Рекомендовано до захисту: Протокол

засідання кафедри

Фізики та астрономії

№ __ від _____ 2025 р.

Завідувач кафедри

_____ Володимир ГОЦУЛЬСЬКИЙ

Захищено на засіданні ЕК № __

Протокол № __ від _____ 2025 р.

Оцінка _____ / _____ / _____

(за національною шкалою, шкалою ECTS, бали)

Голова ЕК

Володимир ГОЦУЛЬСЬКИЙ

Одеса – 2025

ЗМІСТ

Вступ.....	3
1. Фізичні основи та розвиток методів динамічного розсіяння світла з використанням лавинних фотодіодів.....	5
1.1. Історичний розвиток досліджень розсіяння світла.....	5
1.2. Фізичні основи методу динамічного розсіяння світла.....	7
1.3. Методи аналізу даних.....	11
1.4. Фотоприймальні елементи у вимірювальних системах DLS.....	13
1.5. Принцип роботи лавинних фотодіодів та їх застосування в оптичних вимірюваннях.....	18
1.6. Висновки до розділу.....	22
2. Розробка та експериментальне дослідження системи детектування на основі лавинного фотодіода.....	24
2.1. Лавинний фотодіод та вихідні параметри досліджуваного зразка.....	24
2.2. Розробка схеми підключення лавинного фотодіода.....	25
2.3. Реєстрація фотовідліків у режимі лічби одиничних фотонів та їх статистичні властивості.....	27
2.4. Порівняльний аналіз автокореляційних функцій сигналів, зареєстрованих лавинним фотодіодом та фотоелектронним помножувачем.....	29
2.5. Дослідження режимів генерації лавини та вплив напруги живлення й інтенсивності світла на кореляційні характеристики сигналу.....	36
Висновки.....	39
Список використаних джерел.....	40

ВСТУП

Сучасна експериментальна оптика та фізика конденсованого стану дедалі частіше потребують високочутливих методів вимірювання параметрів нанорозмірних частинок у рідинах і газах. Одним із таких методів є динамічне розсіяння світла (DLS), що дозволяє визначати розмір, дифузійні коефіцієнти та агрегаційні властивості частинок за аналізом флуктуацій інтенсивності розсіяного випромінювання.

Ефективність методу безпосередньо залежить від чутливості та швидкодії детектора. Традиційні фотопомножувачі (ФЕП), хоч і мають високу чутливість аж до лічби окремих фотонів, є громіздкими, крихкими та вимагають високовольтного живлення. З іншого боку, звичайні р-і-п фотодіоди, хоч і компактні та швидкі, не мають внутрішнього підсилення, що робить їх непридатними для реєстрації слабких флуктуацій в DLS. Лавинні фотодіоди (APD), завдяки лавинному підсиленню струму, поєднують високу чутливість із компактністю, низьким енергоспоживанням і можливістю роботи в умовах низької освітленості.

Тому дослідження можливостей застосування лавинних фотодіодів у системах динамічного розсіювання світла є актуальним напрямком, що поєднує розвиток високочутливих оптичних вимірювальних систем та оптимізацію фотоприймальних елементів для сучасних наукових та промислових задач.

Мета роботи. Дослідити можливість застосування експериментальних зразків лавинних діодів для динамічного розсіяння світла з реєстрацією окремих фотонів.

Для досягнення поставленої мети у роботі необхідно вирішити такі завдання:

- Проаналізувати фізичні принципи дії лавинних фотодіодів та їх характеристики, що визначають чутливість і швидкодію при роботі в режимах лавинного підсилення.
- Розглянути основні теоретичні положення методу динамічного розсіяння світла та параметри, що впливають на формування автокореляційної функції сигналу.
- Розробити або адаптувати експериментальну установку для вимірювань із використанням лавинного фотодіода як детектора розсіяного світла.
- Провести калібрування та визначити оптимальні режими роботи лавинного фотодіода в складі DLS-системи.
- Здійснити аналіз отриманих експериментальних даних і оцінити ефективність застосування лавинного фотодіода для реєстрації флуктуацій інтенсивності розсіяного випромінювання.

Об'єкт дослідження. Система детектування окремих фотонів для динамічного розсіяння світла, що використовує експериментальні зразки лавинних фотодіодів.

Методи дослідження. Для досягнення поставленої мети використовувалися:

- Методи лазерної кореляційної спектроскопії для аналізу автокореляційних функцій сигналу;
- Оптичні методи вимірювання інтенсивності розсіяного випромінювання;
- Експериментальні методи калібрування та налаштування фотодетекторів;
- Обчислювальні методи статистичної обробки експериментальних даних.

РОЗДІЛ 1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ТА РОЗВИТОК МЕТОДІВ ДИНАМІЧНОГО РОЗСІЯННЯ СВІТЛА З ВИКОРИСТАННЯМ ЛАВИННИХ ФОТОДІОДІВ

1.1. Історичний розвиток досліджень розсіювання світла

Дослідження взаємодії світла з речовиною є наріжним каменем сучасної оптики та фізики конденсованого стану. Явище розсіювання світла, що візуально спостерігається у повсякденному житті (наприклад, блакитний колір неба або побіління хмар), стало об'єктом систематичного наукового аналізу в другій половині 19 століття.

Перші фундаментальні експериментальні роботи в цій галузі пов'язані з ім'ям Джона Тіндалля. У 1860-х роках він детально дослідив розсіювання світла у колоїдних розчинах (суспензіях дрібних частинок у рідині чи газі). Тіндаль встановив, що інтенсивність розсіяного світла залежить від розміру частинок та довжини хвилі, а також виявив його часткову поляризацію [1]. Це явище, відоме як “ефект Тіндалля”, лягло в основу багатьох методів ідентифікації колоїдних систем.

Теоретичне обґрунтування цим спостереженням було надано лордом Релеєм (Джоном Стреттом) у 1871 році. Релей розробив строгу теорію розсіювання електромагнітних хвиль на частинках, розмір яких значно менший за довжину хвилі світла. Його теорія, відома сьогодні як “релеївське розсіювання”, математично описала ключові аспекти явища:

- Інтенсивність розсіяного світла обернено пропорційна четвертому степеню довжини хвилі.

- Розсіяння має характерну дипольну діаграму спрямованості (індикатрису) з нульовою інтенсивністю під кутом 90° для певної поляризації [15].

Однак теорія Релея мала суттєві обмеження. Вона не могла коректно описати розсіяння на частинках, розмір яких є співмірним або більшим за довжину хвилі, а також не пояснювала розсіяння у чистих рідинах та газах, де, здавалося б, відсутні дискретні розсіювальні центри.

Перше обмеження було подолане Густавом Мі у 1908 році. Він представив повне розв'язання рівнянь Максвелла для розсіяння плоскої хвилі на однорідній сферичній частинці довільного розміру. Теорія Мі є значно складнішою за релеївську, але вона коректно описує складні індикатриси розсіяння та резонансні ефекти, що виникають у великих частинках.

Друге обмеження – розсіяння у чистих середовищах – знайшло своє пояснення у роботах Маріана Смолуховського (1908) та Альберта Ейнштейна (1910). Вони запропонували флуктуаційну теорію розсіяння. Згідно з цією теорією, розсіяння відбувається не на окремих молекулах, а на мікроскопічних неоднорідностях (флуктуаціях) густини та концентрації, які постійно виникають і зникають внаслідок броунівського руху. Ейнштейн вивів формулу для інтенсивності розсіяння, пов'язавши її з термодинамічними властивостями середовища (наприклад, зі стисливістю).

Ці роботи (Релея, Мі та Ейнштейна-Смолуховського) сформували базис статичного розсіяння світла (SLS) — методу, що дозволяє за вимірюванням усередненої в часі інтенсивності розсіяння визначати такі параметри, як розмір частинок, їх форму та молекулярну масу [5].

Наступний концептуальний прорив стався, коли дослідники усвідомили, що розсіяне світло несе інформацію не лише про статичні властивості, але й про динаміку розсіювачів. Оскільки частинки або флуктуації густини перебувають у постійному тепловому (броунівському) русі, вони викликають зсув частоти розсіяного світла через ефект Доплера. Спектр розсіяного світла виявляється дещо розширеним порівняно зі спектром падаючого лазерного випромінювання.

Аналіз цього спектрального розширення, яке напряду пов'язане зі швидкістю руху частинок (а отже, з їх коефіцієнтом дифузії та розміром), став можливим лише з появою двох ключових технологій у 1960-х роках:

1. Лазера – джерела висококогерентного та монохроматичного світла.
2. Швидкісної фотоелектроніки та кореляторів, здатних аналізувати надшвидкі флуктуації інтенсивності світла.

Саме на перетині флуктуаційної теорії розсіяння та нових технологій детектування народився метод динамічного розсіяння світла, також відомий як фотонна кореляційна спектроскопія [9].

1.2. Фізичні основи методу динамічного розсіяння світла

В основі методу динамічного розсіяння світла лежить броунівський рух частинок у розчині. В експерименті DLS зазвичай лазер забезпечує монохроматичне падаюче світло, яке потрапляє на розчин з дрібними частинками в броунівському русі. Частинки, що значно менші за довжину хвилі падаючого світла, піддаються релєївському розсіюванню. Внаслідок цього процесу падаюче світло розсіюється в усіх напрямках, причому інтенсивність і довжина хвилі розсіяного світла залежать від часу. Якщо проаналізувати флуктуації

інтенсивності розсіяного світла, можна отримати коефіцієнт дифузії ($D\tau$), пов'язаний з гідродинамічним розміром частинок [1,9].

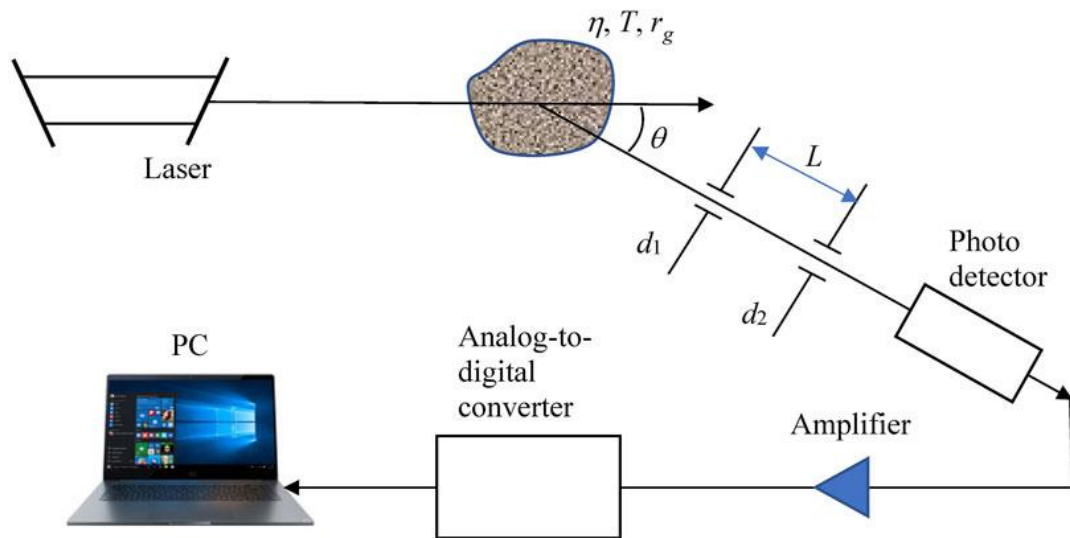


Рис.1. Базова конфігурація системи вимірювання DLS [17]

Фотодетектор багато разів протягом дуже короткого інтервалу часу фіксує інтенсивність розсіяного світла. Монохроматичне падаюче світло зазнає явища, яке називається доплерівським розширенням, оскільки макромолекули перебувають у безперервному русі в розчині. Розсіяне світло призведе або до взаємно деструктивних фаз та взаємно компенсувати одна одну, або до взаємно конструктивних фаз, створюючи сигнал, який можна виявити. Потім цифровий автокорелятор корелює коливання інтенсивності розсіяного світла з часом (нс-мкс), щоб визначити, наскільки швидко змінюється інтенсивність, що пов'язано з дифузійною поведінкою макромолекул [8]. Геометрія експерименту повинна задовольняти співвідношенню $d_1 d_2 \ll L\lambda$. В експерименті з динамічного розсіювання світла ми вимірюємо $G_2(\tau)$, функцію кореляції інтенсивності (або функцію кореляції другого порядку), яка описує рух досліджуваних частинок і

може бути виражена як інтеграл за добутком інтенсивностей у момент часу t та часу затримки $(t + \tau)$:

$$G_2(\tau) = \langle I(t) I(t + \tau) \rangle \quad (1)$$

$G_2(\tau)$ можна нормалізувати таким чином:

$$g_2(\tau) = \frac{\langle I(t) I(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2} \quad (2)$$

Дужки в обох рівняннях представляють усереднення властивостей протягом тривалості експерименту (час t).

У типовому експерименті з розсіювання світла неможливо точно визначити, як кожна частинка рухається в розчині; проте рух частинок відносно одна одної корелює за допомогою функції кореляції електричного поля, $G_1(\tau)$, також відомої як функція кореляції першого порядку, яка ілюструє корельований рух частинок і може бути визначена як:

$$G_1(\tau) = \langle E(t) E(t + \tau) \rangle \quad (3)$$

де $E(t)$ та $E(t + \tau)$ - це розсіянні електричні поля в момент часу (t) та $(t + \tau)$ [7].

Подібно до рівняння 2, ми можемо нормалізувати рівняння 3 наступним чином:

$$g_1(\tau) = \frac{\langle I(t) E(t + \tau) \rangle}{\langle E(t) E(t) \rangle} \quad (4)$$

Ми можемо пов'язати між собою $g_1(\tau)$ та $g_2(\tau)$ за допомогою співвідношення Зігерта наступним чином:

$$g_2(\tau) = B + \beta |g_1(\tau)|^2 \quad (5)$$

де перший член суми пов'язаний з базовим значенням (≈ 1), а параметр β є коефіцієнтом когерентності, що залежить від геометрії та вирівнювання лазерного променя в установці для розсіювання світла. Він приблизно дорівнює оберненому значенню кількості спеклів, з яких збирається світло.

Для монодисперсної системи частинок функція кореляції електричного поля $g_1(\tau)$ демонструє експоненціальне спадання, що характеризується швидкістю розпаду Γ , яка відображає броунівський рух частинок [9].

$$g_1(\tau) = e^{-\Gamma\tau} \quad (6)$$

Отже, рівняння 5 можна записати наступним чином:

$$g_2(\tau) = 1 + e^{-2\Gamma\tau} \quad (7)$$

Швидкість розпаду Γ в рівнянні 6 безпосередньо пов'язана з дифузійною поведінкою частинок, що виражено в наступному рівнянні:

$$\Gamma = -D_\tau q^2 \quad (8)$$

де хвильовий вектор Брегга q пропорційний показнику заломлення розчинника n :

$$q = \frac{4\pi n}{\lambda} \sin(\theta/2) \quad (9)$$

тут λ – довжина хвилі падаючого світла, а θ – кут, під яким розміщений детектор.

Отже, рівняння 7 можна переписати так:

$$g_2(\tau) = 1 + e^{-2D_\tau q^2 \tau} \quad (10)$$

Таким чином рух частинок пов'язаний з вимірними флуктуаціями.

У DLS-приладах використовують детектування під кутом 90° або беккеттер-геометрію на $158-173^\circ$. На великих кутах вплив обертальної дифузії майже зникає, тому з автокореляційної функції можна коректно визначати трансляційний коефіцієнт дифузії D_τ . [15] Оскільки світло не проходить через увесь об'єм кювети, беккеттер також дає змогу вимірювати D_τ у висококонцентрованих зразках,

мінімізуючи мультирозсіяння. Крім того, оскільки великі частинки й забруднення розсіюють інтенсивніше у прямому напрямку, тоді як дрібні (режим Релея) мають приблизно однакове розсіяння в обидва боки, в системі виявлення зворотного розсіювання можна уникнути впливу великих частинок на розсіювання [14].

Оскільки D_τ залежить від концентрації, його визначають у кількох концентраціях із подальшою екстраполяцією до нескінченного розведення (D_τ^0). Потім значення приводять до стандартних умов розчинника (в'язкість і температура води при 20 °C). На основі D_τ обчислюють інші параметри, зокрема гідродинамічний радіус R_h за рівнянням Стокса-Ейнштейна.

$$D_\tau = \frac{k_B T}{6 \pi \eta R_h} \quad (11)$$

Де k_B - коефіцієнт Больцмана, T - абсолютна температура, а η - в'язкість середовища.

1.3. Методи аналізу даних

Сучасні прилади постачаються з пакетами програм, які виконують аналіз даних, використовуючи різні підходи для оцінки розміру та однорідності макромолекул. У цьому розділі ми коротко опишемо стратегії аналізу даних. Кореляційна функція (рівняння 10) містить інформацію про дифузійну поведінку досліджуваних макромолекул, яка, в свою чергу, містить інформацію про R_h (рівняння 11). Для отримання надійної інформації про коефіцієнт дифузії для підбору кореляційної функції найчастіше застосовують дві групи методів: кумулятивний аналіз та регуляризаційні підходи.

Метод кумулянтів, запропонований Коппелом, є стандартизованим підходом (ISO 13321 / ISO 22412 [4]) для аналізу одномодальних зразків із відносно вузьким розподілом за розмірами.

Метод базується на розкладанні логарифма автокореляційної функції поля в ряд Тейлора поблизу $\tau \rightarrow 0$:

$$\ln[g_1(\tau)] = -\underline{\Gamma}\tau + \frac{\mu_2}{2!}\tau^2 - \frac{\mu_3}{3!}\tau^3 + \dots \quad (12)$$

Де $\underline{\Gamma}$ – середня швидкість затухання кореляції, μ_n – моменти розподілу n-го порядку відносно середнього значення.

Аналіз перших двох членів розкладу дозволяє отримати ключові характеристики системи: Z-середній гідродинамічний діаметр (див. рівняння 8) та індекс полідисперсності.

Індекс полідисперсності визначається як нормований другий кумулянт:

$$PDI = \frac{\mu_2}{\underline{\Gamma}^2} \quad (13)$$

Метод кумулянтів є математично стійким до експериментальних шумів, що є критично важливим при використанні лавинних фотодіодів, однак він не дозволяє розрізнити декілька фракцій частинок у суміші [5].

Відновлення функції $G(\Gamma)$ за відомою $g_1(\tau)$ є класичною задачею оберненого перетворення Лапласа. З математичної точки зору, ця задача належить до класу некоректно поставлених. Малі збурення у вхідних даних $g_1(\tau)$ (експериментальний шум, дробовий шум фотодетектора) призводять до значних, нефізичних осциляцій у шуканому розв'язку $G(\Gamma)$. Це унеможливорює використання прямої чисельної інверсії для обробки реальних експериментальних даних [3].

Для полідисперсних систем, що містять частинки різних розмірів, автокореляційна функція описується інтегральним рівнянням Фредгольма першого роду:

$$g_1(\tau) = \int_0^{\infty} G(\Gamma) e^{-\Gamma\tau} d\Gamma \quad (14)$$

Де $G(\Gamma)$ – шукана функція розподілу інтенсивності розсіяння за швидкостями затухання (що відповідає розподілу за розмірами).

Для подолання проблеми некоректності оберненого перетворення Лапласа застосовуються методи регуляризації [8]. Найбільш поширеним алгоритмом у DLS є алгоритм CONTIN, розроблений С. Прованшером. Суть методу полягає у пошуку такого розв'язку $G(\Gamma)$, який мінімізує функціонал, що складається з двох частин: нев'язки з експериментальними даними та штрафної функції за складність розв'язку:

$$V(\alpha) = \|\square_I^{експ}(\tau) - \square_I^{теор}\|^2 + \alpha \|\Omega[G(\Gamma)]\|^2 \quad (15)$$

Де α – параметр регуляризації, а Ω – оператор, що характеризує «гладкість» функції розподілу (зазвичай друга похідна).

Параметр α відіграє роль фільтра – при малих α розв'язок точно описує дані, але містить хибні піки через шум; при великих α розв'язок стає надмірно згладженим, втрачаючи деталі реального розподілу.

Алгоритм CONTIN автоматично визначає оптимальне значення α , забезпечуючи компроміс між стабільністю розв'язку та його інформативністю. Це дозволяє отримувати детальні розподіли частинок за розмірами та ідентифікувати мультимодальні системи (наприклад, одночасну присутність мономерів та агрегатів)[11].

1.4. Фотоприймальні елементи у вимірювальних системах DLS

Далі ми розглянемо основні типи детекторів в системах DLS, їх властивості, характеристики, переваги та недоліки.

Основними типами детекторів є: фотоелектронні помножувачі (ФЕП), P-I-N фотодіоди та лавинні діоди.

Принцип дії фотоелектронного помножувача ґрунтується на фотоэффекті на фотокатоді та подальшому підсиленні цього електронного струму. Підсилення відбувається за допомогою серії додаткових електродів, де кожен наступний електрод вивільняє множину вторинних електронів внаслідок удару прискорених первинних електронів (вторинна електронна емісія)[14].

На ринку вони представлені різноманіттям різних виробників та моделей. За приклад візьмемо детектор від Hamamatsu Photonics - японський виробник, який спеціалізується на оптичних датчиках і є одним з лідерів на ринку з моменту заснування компанії в 1953 році. На огляд ми взяли модель R928 - високо чутливий детектор бічного типу.

Він має діаметр 28мм з ефективною площею в 8 x 24 мм і спектральну чутливість від 185 нм до 900 нм. Квантова ефективність становить 25.4 %, потребує 1250 V напруги, еквівалентний темновий струм становить від 3 до 50 nA. Типова світлова чутливість 2500 А/лм, типовий час наростання 2.2 нс.

Перевагами фотоелектронних помножувачів є:

1. Надзвичайно високе внутрішнє підсилення. ФЕП забезпечують дуже великий коефіцієнт підсилення, зазвичай від 10^5 до 10^7 (до 10^8 у деяких моделях). Це гарантує, що навіть імпульс від одного фотона буде перетворений на достатньо сильний електричний сигнал для реєстрації. Завдяки високому підсиленню, вони ідеально підходять для режиму лічби фотонів, що є критичним для реєстрації слабкого світла розсіяння від наночастинок.
2. Низький шум підсилення.

3. Велика площа фотокатода. ФЕП мають значно більшу світлочутливу площу порівняно з компактними твердотільними діодами, що може бути перевагою при зборі розсіяного світла або при роботі з не ідеальними оптичними системами.
4. Малий час наростання імпульсу. ФЕП забезпечують дуже швидку реакцію, що дозволяє їм відстежувати швидкі флуктуації інтенсивності.
5. Висока стабільність. Вони забезпечують пропорційну та лінійну реакцію на зміну інтенсивності світла.

Недоліки фотоелектронних помножувачів наступні:

1. Низька квантова ефективність у важливих діапазонах. Більшість стандартних ФЕП мають відносно низьку Квантову Ефективність (особливо в діапазоні 600-800 нм), яка часто використовується в DLS.
2. Громіздкість та крихкість. Внаслідок конструкції ФЕП необхідність використання скляної оболонки робить конструкцію більш громіздкою, що вимагає багато простору в оптичній системі, а також більш вразливою для механічних пошкоджень.
3. Необхідність високої напруги. Для роботи ФЕП потрібні стабілізовані джерела високої напруги (до 1-2 кВ), що ускладнює їх інтеграцію в компактні портативні або лабораторні системи.
4. Чутливість до зовнішніх факторів. Робота ФЕП базується на русі електронів у вакуумі, тому їхні характеристики можуть суттєво спотворюватися зовнішніми магнітними полями, що вимагає додаткового екранування. Крім того, пряме засвічування високим світловим потоком (навіть випадкове) може пошкодити фотокатод і безповоротно знизити чутливість (ефект втоми).

5. Специфічні шуми та артефакти. Темновий струм ФЕП, спричинений термоелектронною емісією, може бути значним, що вимагає застосування охолодження (наприклад, елементів Пельтьє) для досягнення необхідної чутливості. Також у вакуумній колбі ФЕП завжди присутні залишкові молекули газу. Електрони, що розганяються між диодами, можуть іонізувати ці молекули. Утворені позитивні іони летять назад до фотокатода і вибивають вторинні електрони.

P-I-N фотодіоди – це напівпровідниковий пристрій, що характеризується широкою внутрішньою (I) областю, розташованою між шарами p-типу (P) та n-типу (N). Ця унікальна структура дозволяє PIN-діоду демонструвати як випрямляючі, так і високочастотні характеристики, що робить його придатним для різних застосувань в електроніці. У стані прямого зміщення PIN-діод пропускає струм, але на його характеристики значно впливає ширина внутрішньої області. Чим більший внутрішній шар, тим повільніше перемикається діод, що робить його більш ефективним для застосувань, що вимагають лінійності та низького рівня спотворення, таких як фотодетектори та модуляція світла[12].

Розглянемо FDS010 фотодіод виробництва компанії Thorlabs, піонера американського виробництва оптичних приладів. Він має розмір 1 мм з активною площею 0.8 мм². Спектральна чутливість від 200 до 1100 нм. Квантова ефективність становить до 45%, потребує 25 V напруги, темновий струм від 0.3 до 1 nA. Типовий час наростання 1 нс.

Перевагами P-I-N фотодіодів є:

1. Висока лінійність та стабільність. Вихідний фотострум p-i-n діода є лінійно пропорційним інтенсивності падаючого світла у дуже широкому динамічному діапазоні. Це робить їх ідеальними

для систем, де потрібні точні вимірювання високих світлових потоків. Також вони не мають ефектів "втоми" чи гістерезису, характерних для ФЕП, і не схильні до змін коефіцієнта підсилення, як APD.

2. Висока швидкодія та широкий спектральний діапазон. Завдяки малій ємності і-області (внутрішній шар) вони мають дуже малий час відгуку, що дозволяє реєструвати сигнали з частотами у діапазоні ГГц. Кремнієві р-і-n діоди мають високу квантову ефективність у червоній та ближній інфрачервоній (NIR) області (800 - 1000 нм), що значно перевищує більшість ФЕП.
3. Надійність та компактність. Вони є мініатюрними твердотільними приладами, які легко інтегруються в будь-яку оптичну систему.

Недоліки Р-І-Н фотодіодів:

1. Відсутність внутрішнього підсилення. Це критичний недолік. р-і-n діод не має механізму внутрішнього множення (як лавина або вторинна емісія). Кожен фотон генерує лише один електрон-дірковий заряд. Через відсутність підсилення, імпульс від одного фотона занадто малий, щоб його можна було надійно виділити на тлі електронного шуму. Тому вони не можуть працювати в режимі лічби фотонів, який є стандартом для DLS.
2. Домінування теплового шуму. Оскільки вихідний сигнал дуже слабкий, він потребує потужного зовнішнього підсилення. Основною причиною обмеження чутливості є тепловий шум резистора навантаження та вхідного каскаду цього підсилювача. Еквівалентний шум на вході у р-і-n діодів високий, що означає, що дуже слабкі сигнали просто не реєструються, оскільки їхня потужність менша за рівень внутрішнього шуму.

3. Ширина смуги та шум. Для підвищення швидкості детектування (реєстрація швидких флуктуацій) потрібно збільшувати смугу пропускання підсилювача. Однак тепловий шум зростає пропорційно смугі пропускання, що ще більше знижує співвідношення сигнал/шум.

1.5. Принцип роботи лавинних фотодіодів та їх застосування в оптичних вимірюваннях

Лавинний фотодіод – це високочутливий тип фотодіода, який загалом є напівпровідниковими діодами, що перетворюють світло на електрику за допомогою фотоелектричного ефекту. Вони використовують матеріали та структуру, оптимізовані для роботи з високою зворотною напругою зміщення, що наближається до зворотної напруги пробою, так що носії заряду, що генеруються фотоелектричним ефектом, множаться внаслідок лавинного пробою. Таким чином, їх можна використовувати для виявлення відносно невеликої кількості світла.

У певному сенсі лавинні фотодіоди можна розглядати як надійну, компактну та легку альтернативу фотоелектричним помножувачам. Вони можуть працювати з меншим зміщенням та мати менший розмір, але недоліком є нижчий динамічний діапазон. Вони ідеально підходять для застосувань, що вимагають довговічності, портативності, сумісності з невеликим простором та для роботи в суворих умовах.

Структура лавинного фотодіода зазвичай нагадує структуру PIN-фотодіода, але з модифікаціями для оптимізації ефекту лавин. Звичайна структура лавинного фотодіода складається з двох сильно легованих областей (P+ та N+) та двох слабо легованих областей (I та P). Внутрішня (I) область служить основною областю поглинання для

вхідних фотонів, тоді як тонка область високого поля поблизу контакту служить областю лавинного розмноження.

Ширина шару виснаження в лавинному фотодіоді зазвичай менша, ніж у PIN-фотодіодах, що підвищує напруженість електричного поля, необхідну для розмноження лавини. Область P⁺ функціонує як анод, тоді як область N⁺ служить катодом.

Лавинні фотодіоди є розвитком архітектури p-i-n фотодіодів, відрізняючись від них ключовою функціональністю — внутрішнім підсиленням фотоструму.

Подібно до p-i-n діодів, процес детектування починається з генерації електронно-діркових пар під впливом падаючого фотона (внутрішній фотоефект) переважно у збідненій області. Однак, на відміну від пасивного p-i-n діода, до ЛФД прикладається висока зворотна напруга зміщення, створюючи потужне електричне поле в ділянці множення PN-переходу.

Коли згенеровані носії заряду потрапляють у цю зону високого поля, вони прискорюються до високих швидкостей. Набута кінетична енергія стає достатньою для того, щоб викликати ударну іонізацію: при зіткненні з атомами кристалічної ґратки носії вибивають нові електронно-діркові пари. Ці вторинні носії також прискорюються і, в свою чергу, викликають подальші акти іонізації, створюючи ланцюгову реакцію множення — так званий лавинний ефект.

Саме цей механізм і забезпечує внутрішній коефіцієнт множення (M), який може варіюватися від 5 до 100 і значно (у десятки разів) підвищує загальну чутливість ЛФД порівняно з p-i-n діодами. Важливою характеристикою є пряма залежність коефіцієнта множення M від прикладеної зворотної напруги зміщення (V_{Bias}). В лінійному режимі роботи ЛФД загальний коефіцієнт підсилення вимірювальної

системи є добутком коефіцієнта множення самого діода (M) та коефіцієнта підсилення зовнішнього підсилювача:

$$G_{\text{Total}} = M \times G_{\text{Tia}} \quad (16)$$

Незважаючи на їхню високу чутливість, квантова ефективність лавинних фотодіодів не обов'язково вища, ніж у інших фотодіодів – вона залишається нижче 100% і іноді може бути нижчою, ніж у стандартних фотодіодів. Це означає, що не всі падаючі фотони сприяють фотоструму, навіть якщо ті, що сприяють цьому, створюють набагато сильніший сигнал завдяки ефекту лавини.

Недоліками лавинних діодів є:

1. Високий рівень шуму. Рівень шуму також може бути вищим за інші діоди, причиною цьому є те комбінація різних джерел шуму: дробовий шум, який може виникати як і з первинним фотострумом, так і під час підсилення. Шум темного струму а також шум множення, який виникає внаслідок статистичних коливань у процесі лавини. Коефіцієнт надлишкового шуму (F) збільшується зі збільшенням коефіцієнта посилення.
2. Нелінійність фотовідгуку. Значним обмеженням для лавинних фотодіодів, що працюють у режимі лічби фотонів (SPAD, SiPM) є нелінійність фотовідгуку. Вона викликана кінцевим мертвим часом (T_{dead}), необхідним для гасіння лавинного пробою та відновлення діода. При високій швидкості надходження фотонів (R_{in}) це призводить до насичення швидкості лічби (R_{out}), оскільки детектор фізично не встигає реєструвати всі послідовні події. Цей ефект вносить систематичне спотворення в автокореляційну функцію на малих часах затримки (τ), що вимагає обов'язкової програмної корекції.
3. Залежність від температурних параметрів. Характеристики лавинних діодів, особливо коефіцієнт підсилення, дуже чутливі

до змін температури, часто знижуючись із підвищенням температури. Це вимагає точного контролю напруги та температури.

4. Висока вартість. Лавинні діоди також більш складні у виготовленні, ніж інші типи детекторів, що відповідно збільшує їх вартість.
5. Також недоліком є необхідність в спеціалізованих схемах живлення, що забезпечують високу стабільність напруги, температурну компенсацію й обмеження струму. Це ускладнює конструкцію вимірювальної установки.

З переваг лавинних діодів відзначають:

1. Висока чутливість завдяки внутрішньому механізму посилення. Чутливість ЛФД значно вища, ніж у стандартних PIN-фотодіодів. Висока пропускна здатність детектування є безперечною перевагою лавинних діодів, що робить їх придатними для високошвидкісних застосувань. Нещодавні досягнення продемонстрували пропускну здатність до 53 ГГц у спеціалізованих конструкціях. Однак існує невід'ємний компроміс між пропускну здатністю та коефіцієнтом посилення – вищий коефіцієнт посилення зазвичай призводить до меншої пропускну здатності через збільшення часу проходження через область лавини. Висока чутливість і швидкість роблять їх чудовим вибором для прийому слабких сигналів у волоконно-оптичних комунікаційних системах.
2. Компактність та надійність. Завдяки конструкції, лавинні діоди мають невеликі розміри та надійну роботу, що робить їх придатними для компактних і довговічних систем.
3. Високий рівень внутрішнього підсилення.

Розглянемо за приклад модуль рахунку одиночних фотонів серії COUNT T виробництва Laser Components [16].

Він має наступні характеристики:

- Напруга живлення – 12.5 V
- Спектральний діапазон – 400 - 1000 нм
- Квантова ефективність – більше 75% для довжини хвилі 670 нм
- Висока часова роздільна здатність – 350 пс
- Мертвий час – 45 нс
- Допустимий рівень відліків – 20 мільйонів відліків за секунду
- Ціна - 5000 €

1.6. Висновки до розділу

Динамічне розсіяння світла є важливим методом в фізиці, який дозволяє визначити профіль розподілу малих частинок в суспензії або полімерів у розчинах. Він використовується в великій кількості галузей – фармацевтика та біотехнології, харчова індустрія, екологія, матеріалознавство[1].

У цьому розділі було узагальнено фізичні засади розсіяння світла та становлення методів, які лягли в основу сучасного динамічного розсіяння світла. Розглянуто фізичні основи методу DLS як інструмента для визначення коефіцієнта трансляційної дифузії та гідродинамічного радіуса частинок за аналізом автокореляційних функцій інтенсивності розсіяного світла. Було проаналізовано основні підходи до обробки кореляційних даних.

Окрему увагу приділено аналізу фотоприймальних елементів, що застосовуються в системах DLS. Порівняння фотоелектронних помножувачів, р-і-п фотодіодів та лавинних фотодіодів показало, що кожен тип детектора задає власні обмеження щодо чутливості,

динамічного діапазону, шумових характеристик, габаритів та вимог до живлення.

Проведений аналіз дозволив обґрунтувати вибір лавинних фотодіодів як перспективних детекторів для систем динамічного розсіяння світла. Внутрішнє лавинне підсилення струму дає змогу значно підвищити чутливість порівняно з р-і-п діодами при збереженні компактності, механічної надійності та нижчих робочих напруг, ніж у ФЕП. Водночас було виявлено ключові обмеження лавинних фотодіодів: підвищений рівень шуму множення, чутливість коефіцієнта підсилення до температури, наявність мертвого часу в режимах лічби фотонів та високі вимоги до стабільності живлення. Це зумовлює необхідність розробки спеціалізованих схем живлення й термостабілізації, а також корекційних алгоритмів під час обробки кореляційних функцій.

Таким чином, у розділі сформовано теоретичне та методичне підґрунтя для подальшої експериментальної частини роботи. Отримані результати обґрунтовують доцільність використання лавинних фотодіодів у DLS-системах та визначають коло практичних завдань наступних розділів: побудову експериментальної установки, вибір та оптимізацію режимів роботи лавинного фотодіода, калібрування та аналіз реальних кореляційних даних із урахуванням специфіки APD-детектування.

РОЗДІЛ 2. РОЗРОБКА ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ СИСТЕМИ ДЕТЕКТУВАННЯ НА ОСНОВІ ЛАВИННОГО ФОТОДІОДА

2.1. Лавинний фотодіод та вихідні параметри досліджуваного зразка

Застосування лавинних фотодіодів у кореляційних оптичних вимірюваннях, зокрема в задачах динамічного розсіяння² світла, часто обмежується високою вартістю комерційних модулів детектування та необхідністю спеціалізованих джерел живлення і трактів формування імпульсів. У зв'язку з цим у межах даної роботи була розроблена власна система детектування на основі експериментальних зразків лавинних фотодіодів, виготовлених партнерами з Інституту Радіаційних Проблем (м. Баку, Азербайджан).

Досліджувані фотодіоди характеризуються паспортними параметрами, що визначають режим їх роботи в системі реєстрації одиничних фотонів та подальший кореляційний аналіз сигналу. Згідно з наданими даними, для зразків встановлено такі основні характеристики: робоча напруга живлення 74,2–75,2 В, коефіцієнт підсилення $1,2 \times 10^5$, квантова ефективність не менше 30%, мертвий час 500 нс.

Вказані параметри є критичними для задач DLS з двох причин. По-перше, великий коефіцієнт підсилення забезпечує реєстрацію слабких світлових сигналів у режимі лічби одиничних фотонів, однак одночасно підвищує чутливість до нестабільності напруги живлення та електричних завад. По-друге, наявність мертвого часу та внутрішніх релаксаційних процесів фотоприймача формує спотворення на малих

часових затримках у кореляційних вимірюваннях, що потребує врахування під час інтерпретації автокореляційних функцій.

Таким чином, досліджуваний лавинний фотодіод потенційно придатний для кореляційних оптичних експериментів, однак потребує коректно спроектованої схеми живлення та тракту формування імпульсів, що мінімізують шумові складові й забезпечують стабільність робочого режиму.

2.2. Розробка схеми підключення лавинного фотодіода

Для забезпечення стабільної роботи лавинного фотодіода в режимі реєстрації одиничних фотонів була розроблена спеціалізована схема підключення, основною задачею якої є формування стабільної напруги живлення та мінімізація електричних шумів, що безпосередньо впливають на якість реєстрованих сигналів і кореляційних функцій. Загальний вигляд схеми підключення наведено на рис. 2.

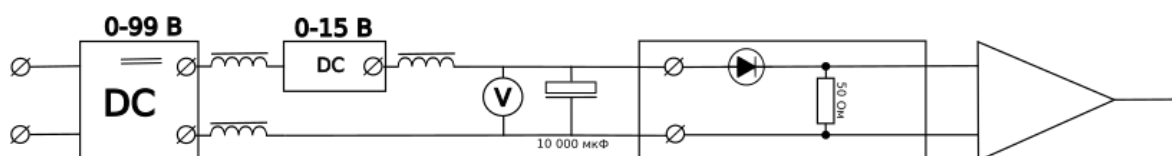


Рис.2. Схема підключення лавинного діода

Схема містить регульоване джерело постійної напруги, яке з'єднане зі стабілізуючим регулятором через дросель. Використання індуктивного фільтра на цьому етапі дозволяє суттєво зменшити високочастотні пульсації та шумові складові, характерні для лабораторних джерел живлення, що не призначені спеціально для роботи з лавинними фотоприймачами. Додатковий дросель у ланцюзі

живлення виконує функцію подальшого пригнічення залишкових завад та підвищує стабільність робочої напруги на фотодіоді.

Для контролю режиму роботи лавинного фотодіода у схему введено вольтметр, який дозволяє безперервно відстежувати напругу живлення з точністю, достатньою для фіксації навіть незначних відхилень. Це є принципово важливим, оскільки, як було показано експериментально, зміна напруги на частки вольтів призводить до суттєвих змін темної інтенсивності та статистики фотовідліків.

З метою згладжування низькочастотних пульсацій напруги після стабілізатора використано фільтрувальний конденсатор ємністю 10 000 мкФ. Його застосування дозволяє зменшити повільні флуктуації напруги, зумовлені нестабільністю джерела живлення та температурними змінами, що особливо критично для лавинного режиму роботи фотодіода.

Лавинний фотодіод підключений до конденсатору з опором 50 Ом, яке забезпечує узгодження імпедансу та формування коротких імпульсів струму, що виникають внаслідок лавинного пробою при реєстрації фотонів. Сформовані імпульси надалі подаються на підсилювач сигналу, який виконує роль формувача фотовідліків і переводить їх у TTL-рівні, придатні для подальшої обробки в корелометрі.

Необхідність використання додаткового підсилювача була виявлена під час первинних експериментів. Попри високий власний коефіцієнт підсилення лавинного фотодіода, амплітуда імпульсів виявилась недостатньо стабільною для надійної реєстрації та кореляційного аналізу без попереднього формування. Застосування підсилювача дозволило підвищити відтворюваність фотовідліків і зменшити вплив шумових сплесків.

Під час перших підключень системи було зафіксовано наявність значної постійної шумової складової, що суттєво спотворювала експериментальні дані та унеможлиблювала коректну побудову автокореляційних функцій. Основним джерелом цих шумів була нестабільність напруги живлення та відсутність спеціалізованого низькошумового джерела для лавинних фотоприймачів. Застосування багатоступеневої фільтрації за допомогою дроселів і конденсаторів дозволило істотно зменшити рівень шумів та забезпечити стабільний режим роботи фотодіода.

Таким чином, розроблена схема підключення забезпечує необхідні умови для роботи лавинного фотодіода в режимі реєстрації одиничних фотонів і створює базу для подальших експериментальних досліджень кореляційних характеристик світлових сигналів.

2.3. Реєстрація фотовідліків у режимі лічби одиничних фотонів та їх статистичні властивості

Після стабілізації режиму роботи лавинного фотодіода та налагодження тракту формування сигналу було проведено серію експериментів з реєстрації фотовідліків у режимі лічби одиничних фотонів. Типовий часовий розподіл зареєстрованих імпульсів наведено на рис. 3.

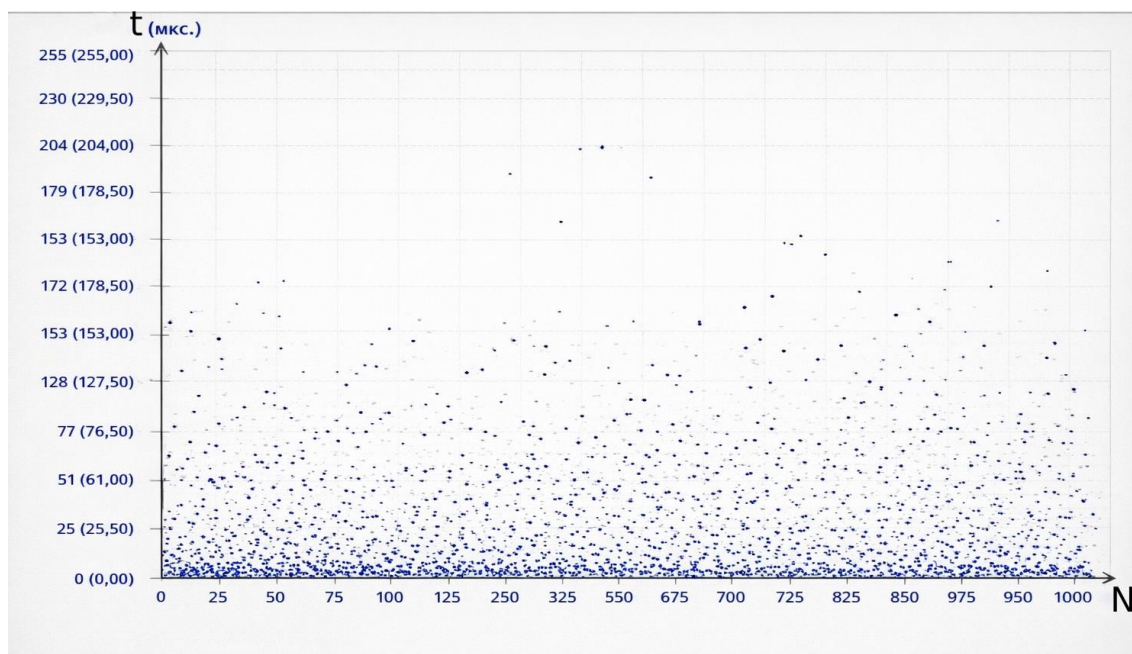


Рис.3. Фотовідліки зафіксовані лавинним діодом

На зображенні представлено розподіл зафіксованих фотовідліків, зареєстрованих лавинним фотодіодом (APD) у режимі лічби одиничних фотонів. По осі абсцис відкладено час реєстрації подій у мікросекундах, тоді як по осі ординат наведено послідовний номер імпульсів в часі.

Отриманий розподіл має виражений стохастичний характер, що відповідає пуассонівській статистиці процесу фотонної реєстрації. Основна частина точок зосереджена поблизу осі абсцис, що свідчить про малі значення часових інтервалів між фотовідліками та відповідає підвищеній інтенсивності падаючого випромінювання. Зі зменшенням інтенсивності світла середній часовий інтервал між подіями зростає, що проявляється у появі точок з більшими значеннями \square .

Поодинокі події з великими часовими інтервалами можуть бути зумовлені флуктуаціями інтенсивності випромінювання, темновими відліками лавинного фотодіода, а також статистичними особливостями процесу реєстрації одиничних фотонів. Відсутність регулярної

структури або періодичності у розподілі фотовідліків підтверджує некогерентний характер випромінювання та коректну роботу детектора в статистичному режимі.

Отримані експериментальні дані підтверджують можливість використання досліджуваного лавинного фотодіода для реєстрації швидкоплинних фотонних подій із часовою роздільною здатністю, достатньою для подальшої побудови автокореляційних функцій. Це створює передумови для застосування даного фотоприймача в кореляційних експериментах та порівняльному аналізі з традиційними фотоелектронними помножувачами.

2.4. Порівняльний аналіз автокореляційних функцій сигналів, зареєстрованих лавинним фотодіодом та фотоелектронним помножувачем

Для оцінки придатності розробленої системи детектування на основі лавинного фотодіода до кореляційних вимірювань було проведено порівняльний аналіз автокореляційних функцій, отриманих з використанням лавинного фотодіода та традиційного фотоелектронного помножувача (ФЕП) за аналогічних умов експерименту.

Автокореляційна функція інтенсивності світла є ключовим інструментом аналізу в оптичних та фотонних експериментах, оскільки дозволяє оцінити часові зв'язки між флуктуаціями сигналу при різних затримках часу. Вона відображає, наскільки значення інтенсивності в момент часу t корелює зі значенням у момент $t + \tau$, і тим самим містить інформацію про статистичні властивості джерела світла та динаміку процесів, що відбуваються в досліджуваній системі.

Першим сценарієм дослідження було використання світла газорозрядних ламп. У цьому випадку на лавинний фотодіод подавалася напруга 75,95 В, що відповідало стабільному режиму роботи поблизу лавинного порогу.

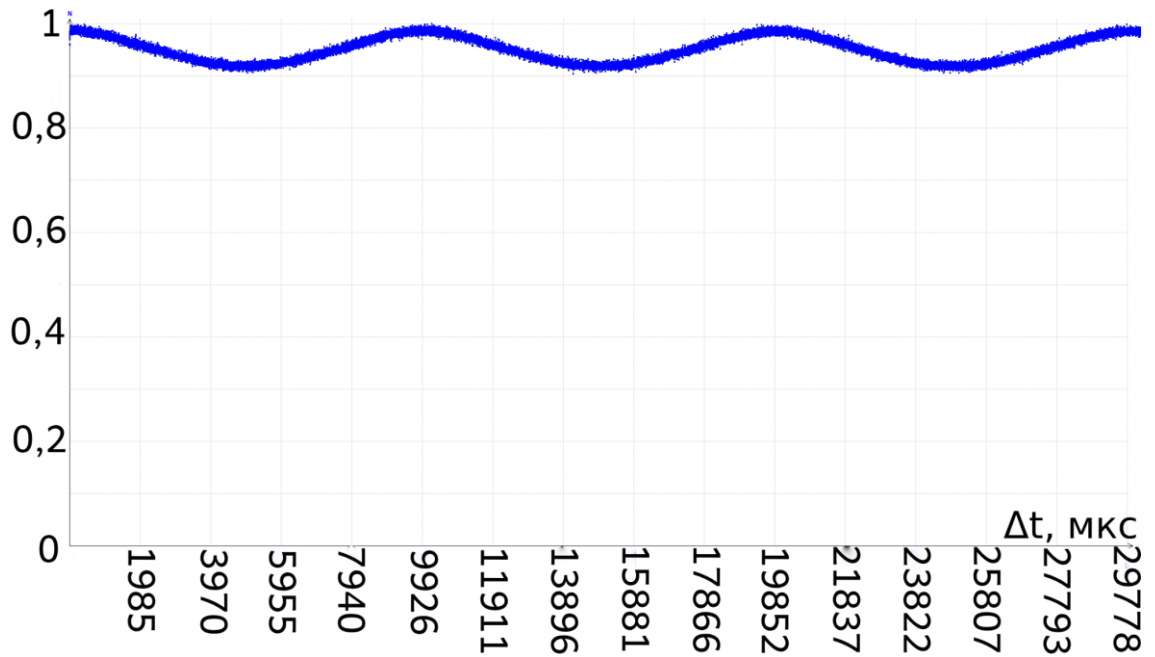


Рис.4. Графік автокорреляційної функції від світла газорозрядних ламп зафіксований ФЕП

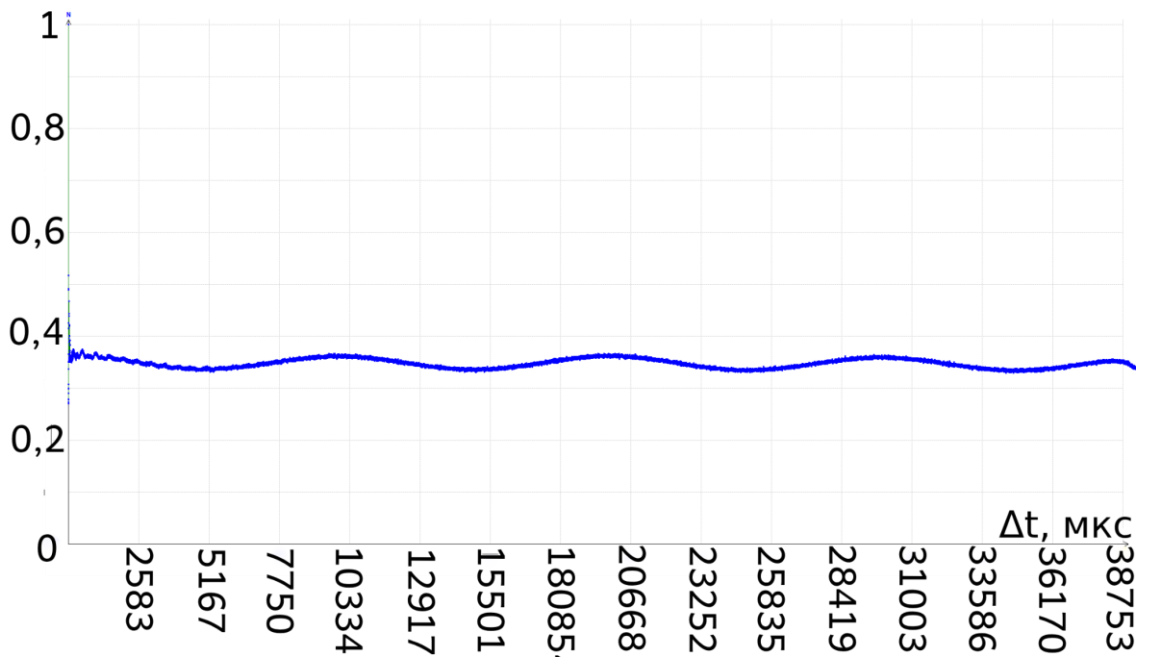


Рис.5. Графік автокорреляційної функції від світла газорозрядних ламп зафіксований лавинним діодом

На автокореляційних функціях, отриманих як для ФЕП, так і для лавинного фотодіода, чітко спостерігається періодичність із частотою 100 Гц, зумовлена живленням ламп змінним струмом. Така періодика є очікуваною і слугує своєрідним тестом коректності роботи кореляційної системи.

Разом із тим у кореляційній функції сигналу, зареєстрованого лавинним фотодіодом, у області малих часових затримок спостерігається характерне спотворення так званої “голови” графіка (рис.6). Це спотворення пов’язане з власними шумовими процесами фотодіода, зокрема з темновими фотовідліками, після імпульсацією та скінченням власним часом відгуку лавинного процесу. На більших часових затримках кореляційна функція вирівнюється, і періодична структура сигналу відтворюється з точністю, порівнянною з результатами, отриманими для ФЕП.

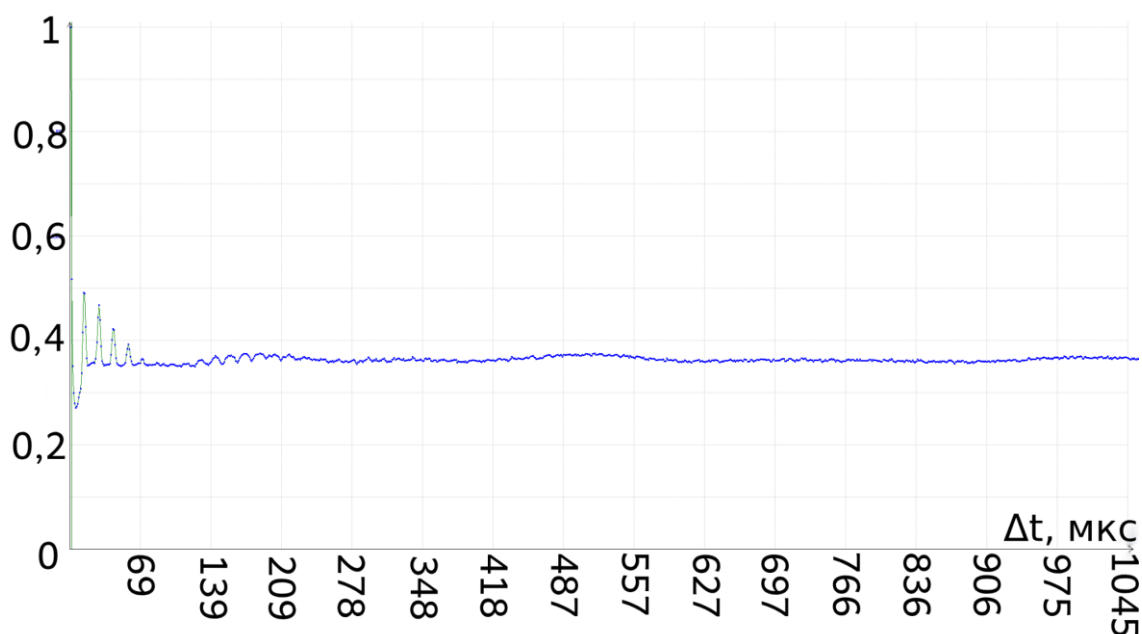


Рис.6. Спотворення графіку кореляційної функції інтенсивності на її початку (лавинний діод)

Другим сценарієм був аналіз сигналу типу «білий шум» при напрузі живлення лавинного фотодіода 76,46 В. У цьому випадку в області малих затримок часу особливо чітко проявляється власний гаусівський процес фотоприймача з характерним часовим масштабом порядку 100 нс, а також вплив мертвого часу лавинного фотодіода. Наявність цього процесу є принципово важливою для подальшого застосування фотоприймача в кореляційних експериментах, оскільки він формує додатковий внесок у автокореляційну функцію, який необхідно враховувати при інтерпретації результатів вимірювань.

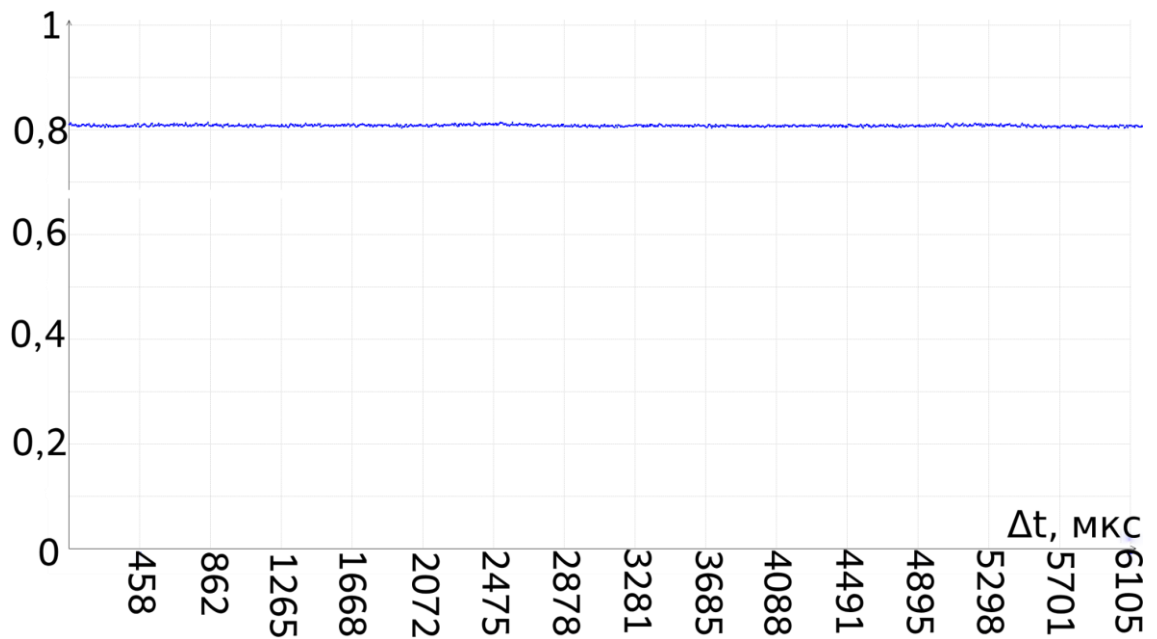
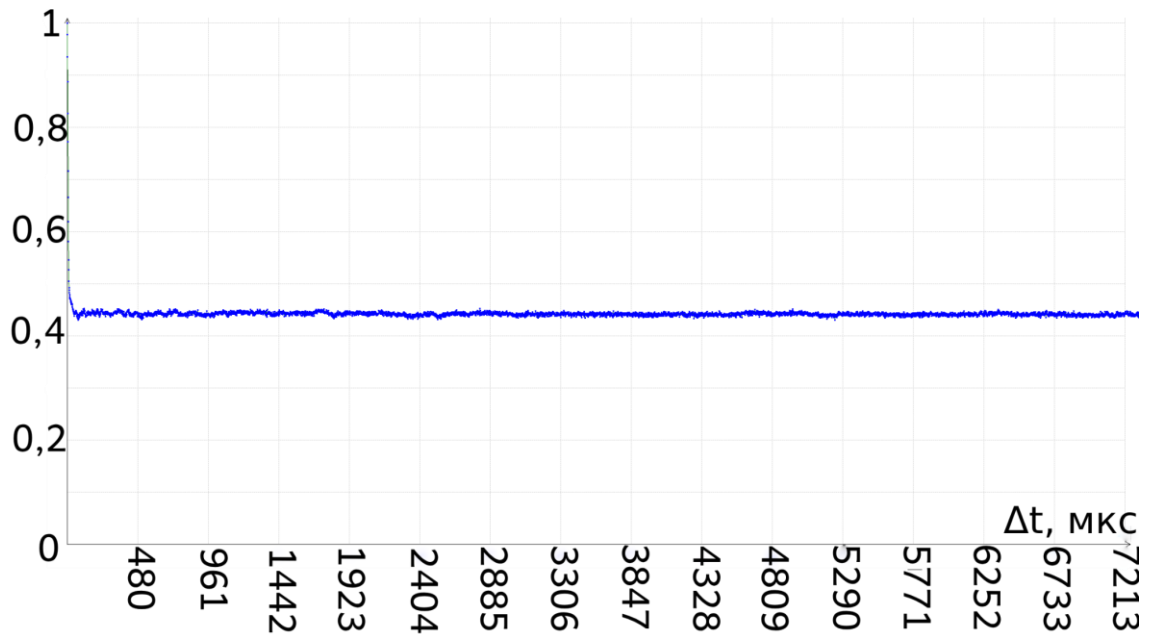
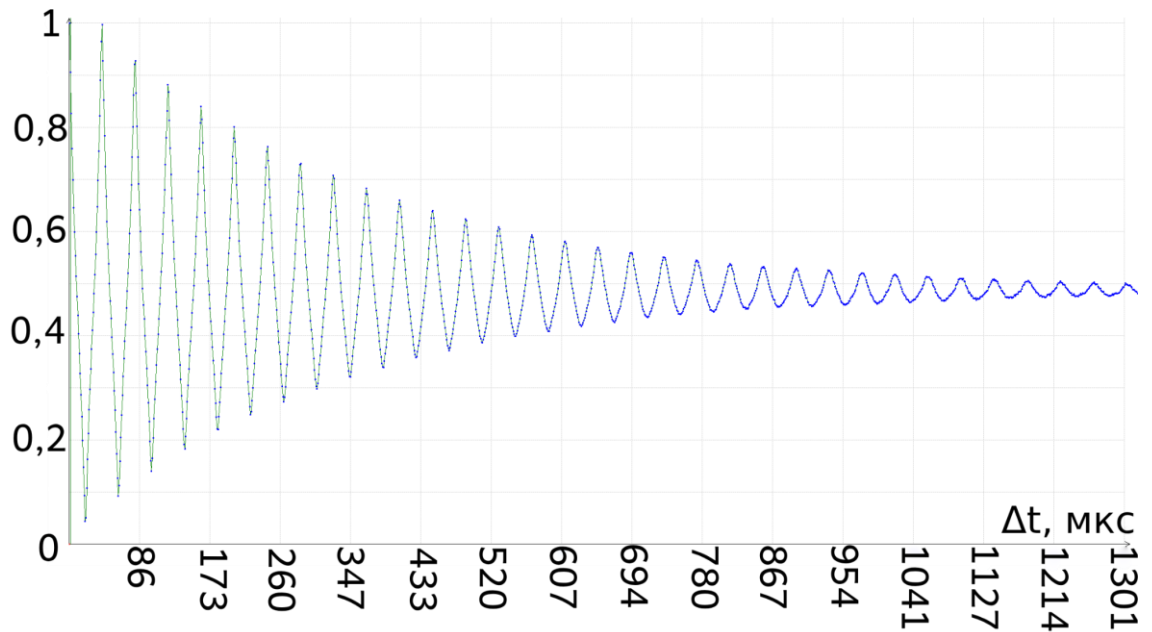


Рис.7. Графік автокореляційної функції від сигналу типу «білий шум» зафіксований ФЕП

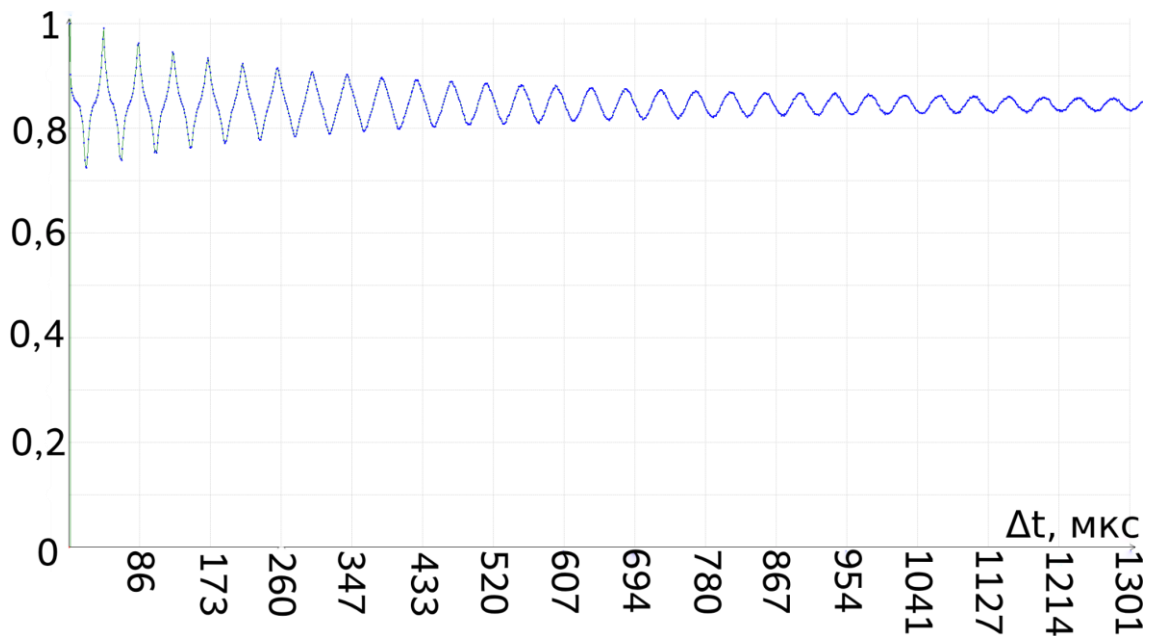


*Рис.8. Графік автокореляційної функції від сигналу типу
“білий шум” зафіксований лавинним діодом*

Третім тестовим сигналом був імпульсний сигнал типу «меандр», зареєстрований при напрузі 76,46 В. Порівняльний аналіз автокореляційних функцій показав, що періодичність сигналу визначається з точністю не гіршою ніж 0,1%, що є співмірним із результатами, отриманими для ФЕП. Водночас особливості лавинного підсилення призводять до помітної нелінійності чутливості фотодіода, внаслідок чого спостерігаються відхилення від лінійності кореляційних функцій на рівні близько 10%.



*Рис.9. Графік автокореляційної функції від сигналу типу
“меандр” зафіксований ФЕП*



*Рис.10. Графік автокореляційної функції від сигналу типу
“меандр” зафіксований лавинним діодом*

Четвертий сценарій передбачав реєстрацію сигналу, що проходив через випадковий фазовий екран, при напрузі живлення 76,39 В. У цьому випадку автокореляційна функція має характерні ознаки гаусівського випадкового процесу, що підтверджує коректну

реєстрацію некогерентних флуктуацій інтенсивності та стабільну роботу фотодіода в умовах складної фазової модуляції сигналу.

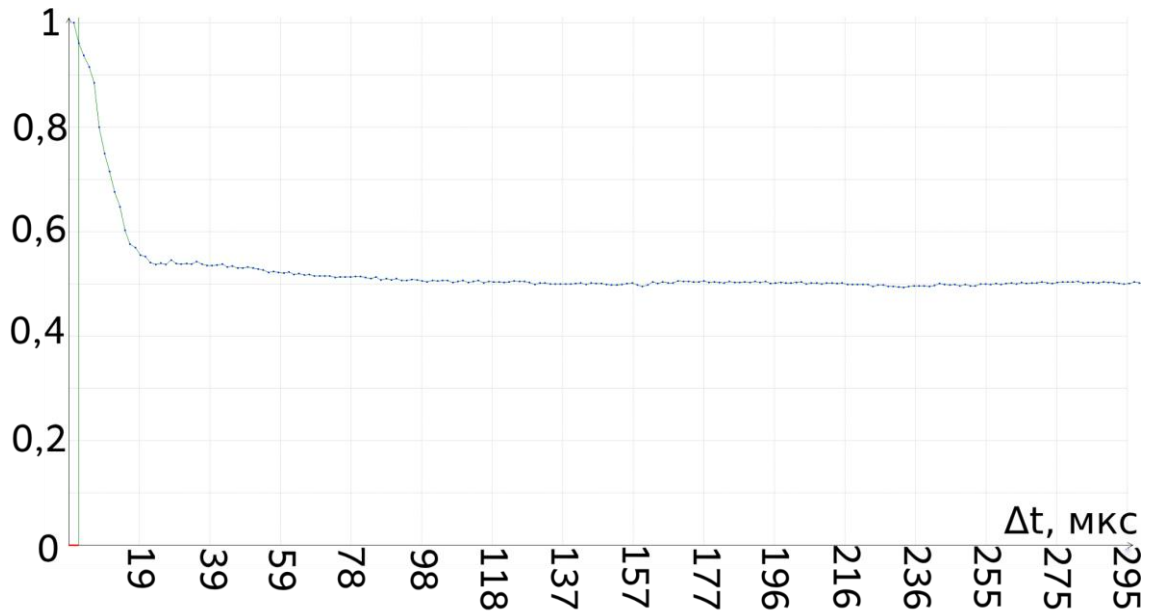


Рис.10. Графік автокорреляційної функції від сигналу крізь випадковий фазовий екран зафіксований ФЕП

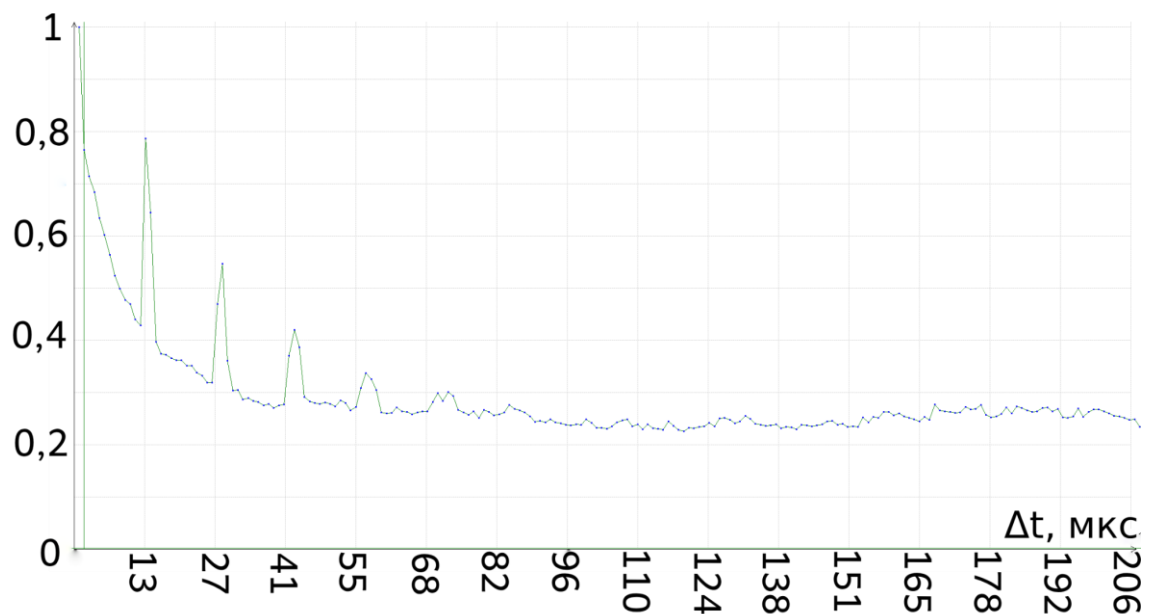


Рис.11. Графік автокорреляційної функції від сигналу крізь випадковий фазовий екран зафіксований лавинним діодом

Загалом результати порівняльного аналізу демонструють, що лавинний фотодіод здатний відтворювати основні часові структури світлового сигналу з точністю, близькою до фотоелектронного

помножувача, однак при цьому має низку специфічних особливостей, пов'язаних із внутрішніми шумовими процесами та нелінійністю лавинного підсилення. Ці фактори необхідно враховувати при використанні лавинних фотодіодів у високоточних кореляційних вимірюваннях.

2.5. Дослідження режимів генерації лавини та вплив напруги живлення й інтенсивності світла на кореляційні характеристики сигналу

Окрему серію експериментів було присвячено дослідженню режимів роботи лавинного фотодіода при зміні напруги живлення та інтенсивності падаючого світла. Особливу увагу приділено переходу фотодіода в режим генерації лавини, який істотно впливає на форму та інтерпретацію автокореляційних функцій.

При пониженій напрузі живлення та використанні гармонічного світлового сигналу було зафіксовано режим, у якому лавинний фотодіод переходить від статистичної реєстрації окремих фотонних подій до режиму генерації лавин. У цьому випадку кореляційна функція сигналу набуває експоненційного характеру, модифікованого рядом Діріхле, що свідчить про появу регулярної часової структури, зумовленої внутрішніми процесами лавинного множення.

Такий режим є наслідком високої чутливості лавинного фотодіода до напруги живлення. Навіть незначні зміни напруги або інтенсивності падаючого випромінювання призводять до суттєвих змін статистики фотовідліків. За умов нормального живлення, але підвищеної інтенсивності світла, фотодіод формує періодичний сигнал, модульований генераторним режимом лавини. У цьому випадку фотовідліки перестають бути незалежними випадковими подіями, що безпосередньо впливає на форму автокореляційної функції.

Отримані результати демонструють наявність вузького робочого діапазону параметрів, у межах якого лавинний фотодіод може використовуватися для коректних кореляційних вимірювань. Вихід за межі цього діапазону, зокрема за рахунок підвищення напруги або інтенсивності освітлення, призводить до появи нелінійних ефектів та генераторних режимів, які спотворюють кореляційні характеристики сигналу.

Особливо “критичним” параметром виявилась стабільність напруги живлення. Коливання напруги навіть на рівні десятих часток вольт призводять до змін темної інтенсивності фотовідліків на порядки величини. Це, у свою чергу, може викликати помітні спотворення автокореляційних функцій, особливо в області малих часових затримок, що є принципово важливим для задач динамічного розсіяння світла.

Таким чином, результати експериментів підтверджують, що лавинний фотодіод є високочутливим, але водночас вимогливим елементом кореляційної системи. Його використання потребує ретельного контролю напруги живлення, стабільності температурного режиму та інтенсивності падаючого світла для уникнення переходу в небажані генераторні режими.

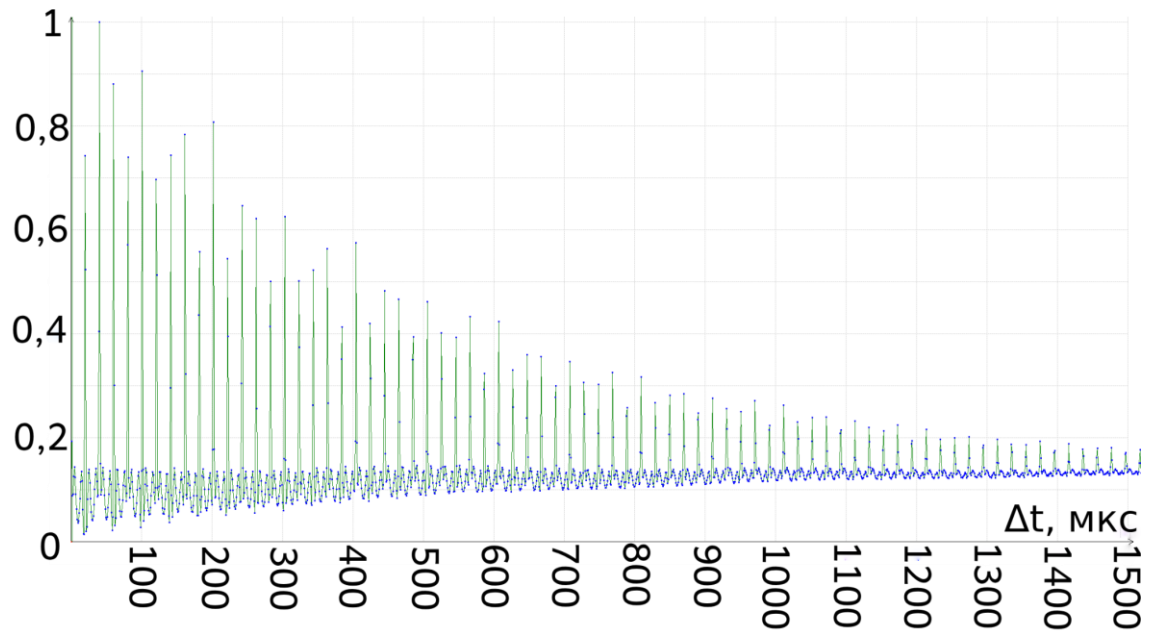


Рис.12. Графік автокорреляційної функції в режимі генерації

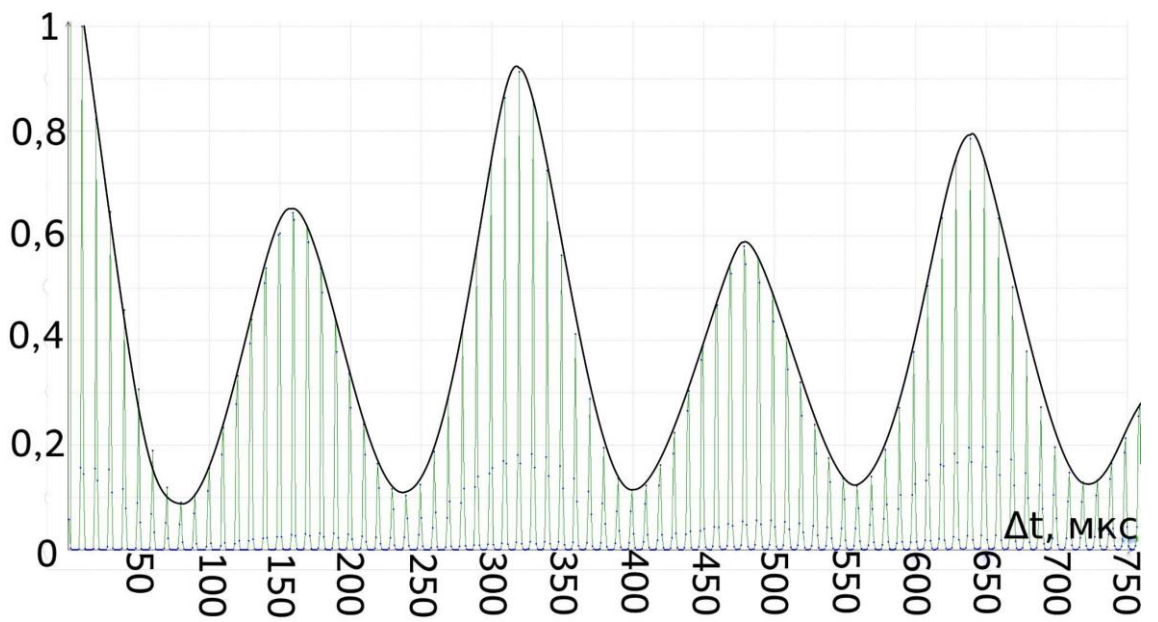


Рис.13. Графік автокорреляційної функції в режимі генерації

ВИСНОВКИ

Експериментальний зразок лавинного діоду MAPD-3NM (Інститут радіаційних проблем, Баку) переходить у режим реєстрації окремих фотонів при напрузі 75,8В, а робочий діапазон за паспортними даними становить 71-75 В.

Використання наявного фотодетектора у методах динамічного розсіяння світла можливе лише з підсилювачем, що спрацьовує по передньому фронту фотовідліку, оскільки він має експоненціальне спадання з характерним часом 1 мкс.

Перевірка фотоприймача на світловому сигналі типу «білий шум» виявило наявність власного гаусового процесу фотоприймача з характерним часом 100 нс, що необхідно враховувати при його практичному застосуванні.

Велика чутливість до питання живлення (зміна темної інтенсивності фотовідліків на порядки при зміні напруги на 0,1В) може спотворювати отримані кореляційні функції при коливанні температури установки.

Перевірка детектора на стандартному імпульсному сигналі «меандр» показала, що періодичність сигналів визначається з точністю не гірше за ФЕП (похибка 0,1%), а нелінійність чутливості досліджуваного зразка призводить до значних відхилень (~10%) від лінійності отриманих кореляційних функцій.

ЛІТЕРАТУРА

1. Berne B.J., Pecora R. Dynamic light scattering: with applications to chemistry, biology, and physics. – New York, USA: John Wiley & Sons, Inc., 1976. – 375 p.
2. Bloomfield V.A., Lim T.K. Quasi-elastic laser light scattering. // *Methods Enzymol.* – 1978. – Vol. 48. – P. 415–494.
3. Debye P. Zerstreuung von Röntgenstrahlen. // *Annalen der Physik.* – 1915. – Vol. 351. – P. 809–823.
4. ISO 22412:2017. Particle Size Analysis – Dynamic Light Scattering (DLS). – International Organization for Standardization, 2017.
5. “Partical Sizing using Dynamic Light Scattering Theory and Measurement Principle.” // *Chemical Engineering 39-801.* – Carnegie Mellon University.
6. Provencher S.W., Stepanek P. Global analysis of dynamic light scattering autocorrelation functions. // *Part Part Syst Char.* – 1996. – Vol. 13. – P. 291–294.
7. Schärfl W. Light Scattering from Polymer Solutions and Nanoparticle Dispersions. – Berlin: Springer, 2007. – 191 p.
8. Serdyuk I.N., Zaccai N.R., Zaccai J. *Methods in Molecular Biophysics: Structure, Dynamics, Function.* – Cambridge: Cambridge University Press, 2007. – 1138 p.
9. Siegert A.J.F. On the fluctuations in signals returned by many independently moving scatterers. – Massachusetts Institute of Technology, Radiation Laboratory Report, 465. – MIT, Cambridge, 1949. – 28 p.
10. Tanford C. *Physical chemistry of macromolecules.* – New York: John Wiley & Sons, Inc., 1961. – 581 p.
11. Teraoka I. *Polymer Solutions: An Introduction to Physical Properties.* – New York: Wiley-Interscience, 2002. – 349 p.

12. Washington C. Particle Size Analysis In Pharmaceuticals And Other Industries: Theory And Practice. – Ellis Horwood, England, 1992. – 250 p.
13. Zakharov P., Scheffold F. Advances in dynamic light scattering techniques. In: Kokhanovsky A. (ed.). Light scattering reviews 4: single light scattering and radiative transfer. – Berlin Heidelberg: Springer, 2009. – P. 433–467.
14. Zimm B.H. Molecular theory of the scattering of light in fluids. // J Chem Phys. – 1945. – Vol. 13. – P. 141–145.
15. Zimm B.H. Apparatus and methods for measurement and interpretation of the angular variation of light scattering; preliminary results on polystyrene solutions. // J Chem Phys. – 1948. – Vol. 16. – P. 1099–1116.
16. COUNT®-T : Single Photon Counting Module (Photomultiplier Tube Based). Laser Components. URL : <https://www.lasercomponents.com/ww/product/countr-t/> (дата звернення: 15.11.2025).
17. O.V. Angelsky, A.Y. Bekshaev, P.P. Maksimyak, I.I. Mokhun, C.Y. Zenkova, V.Y. Gotsulskiy, D.I. Ivanskyi, Jun Zheng Generalizing the Siegert relation for non-stationary and non-ergodic scattering. // Frontiers in Physics. – 2024. – Vol. 12. – 1383256.