

Національний фармацевтичний університет
Міністерство охорони здоров'я України
Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

ПОГОРЕЛОВ СТАНІСЛАВ ВІКТОРОВИЧ

УДК 53.082.6:537.872:621.317.794

ДИСЕРТАЦІЯ

**ТЕОРЕТИЧНІ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ОСНОВИ СТВОРЕННЯ
ТОНКОДРОТЯНИХ РЕШІТОК БОЛОМЕТРІВ ДЛЯ КОНТРОЛЮ
ПОТУЖНОГО ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ**

01.04.01 «Фізика приладів, елементів і систем»

Подається на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ С.В. Погорелов

Науковий консультант:

Кузьмичов Володимир Михайлович

доктор фізико-математичних наук, професор

Харків – 2017

АНОТАЦІЯ

Погорелов С.В. Теоретичні та експериментальні основи створення тонкодротяних решіток болометрів для контролю потужного лазерного випромінювання. - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.01 «Фізика приладів, елементів і систем». – Національний фармацевтичний університет, МОЗ України; Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, МОН України.

Харківський національний університет радіоелектроніки, МОН України, Харків, 2017.

Дисертаційна робота присвячена дослідженню характеристик перетворення тонкодротяними болометрами лазерного випромінювання. Аналіз характеристик перетворення дозволив розробити та обґрунтувати методи, які дозволяють проводити контроль параметрів потужного і широкоапертурного лазерного випромінювання.

Інтенсивне лазерне випромінювання з рівнями до десятків кіловатів у неперервному режимі й десятків кілоджоулів для однократних імпульсів із тривалістю від 10^{-9} до 10^{-3} с і на довжинах хвиль від 0,4 до 12 мкм широко використовують як у науці так і у практиці. При створенні таких лазерів необхідно контролювати близько десяти параметрів випромінювання. Переважна більшість потужних лазерів працюють у інфрачервоному діапазоні, де вибір первинних перетворювачів значно менший, ніж у видимому діапазоні, і їх кількість ще зменшується при переході до середнього та дальнього інфрачервоного діапазону.

При вимірюваннях просторових і енергетичних параметрів широкоапертурних пучків з високою інтенсивністю випромінювання найбільш ефективними є вимірювальні системи з просторовим розподілом взаємодії з ПВП. Такими перетворювачами є болометричні решітки, які дозволяють створювати вимірювачі прохідного типу з малими втратами енергії основного

пучка. Параметрами випромінювання, що вимірюються, є безперервна потужність, енергія однократних імпульсів, кут напрямку лінійної поляризації, параметри еліптичної поляризації, коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності, узагальнена площа, діаметр оптичного пучка і координати енергетичного центру, а характеристиками – профільні розподіли вздовж певних напрямків.

У дисертації запропонований метод вимірювання параметрів лазерного випромінювання дротовими болометричними решітками, який дозволяє проводити абсолютні вимірювання енергетичних параметрів без необхідності використання градуювання за еталонними вимірювачами. Запропоновані, обґрунтовані, теоретично та експериментально досліджені методи вимірювання тонкодротяними болометрами параметрів і характеристик інтенсивного та широкоапертурного лазерного випромінювання, яке може досягати у безперервному режимі десятків кіловат, а в імпульсному режимі – десятків кілоджоулів. Болометричні вимірювачі здатні працювати у широкому спектральному діапазоні.

У роботі проведений аналіз температурних залежностей основних фізичних параметрів платинових тонких дротів, які використовуються у первинному болометричному перетворювачі. Запропоновані теоретичні і експериментальні методи визначення факторів ефективності поглинання та їхніх температурних залежностей для лазерного випромінювання з довжинами хвиль 1,06 мкм і 10,6 мкм. Проведені розрахунки температурної залежності фактора ефективності поглинання платинового тонкодротяного болометра в діапазоні температур 0 ... 1500°C показав, що вона не залежить від діаметра болометра та стану поляризації лазерного випромінювання.

Розв'язане усереднене за довжиною болометра рівняння теплового балансу з урахуванням апроксимованих температурних залежностей фізичних параметрів болометра та визначені характеристики перетворення болометром безперервного та імпульсного лазерного випромінювання на довжинах хвиль 1,06 і 10,6 мкм.

Тонкодотяні болометри мають дихроїчні властивості, тобто поглинають одну компоненту електричного поля краще за іншу. Така властивість дозволяє використовувати тонкодотяні болометри для визначення стану поляризації лазерного випромінювання. При цьому такі властивості дрових болометрів вимагають враховувати параметри поляризації при вимірюванні енергетичних параметрів лазерного випромінювання.

У роботі запропоновані та обґрунтовані методи вимірювання параметрів лінійної та еліптичної поляризації дво- та трирешітковими болометрами. Створені експериментальні зразки у вигляді дво- та трирешіткового тонкодотяних платинових болометрів для вимірювання параметрів лінійної та еліптичної поляризації лазерного випромінювання.

Обґрунтований метод вимірювання лінійної поляризації інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання трьома болометричними решітками з тонкодотяними платиновими елементами, які мають нелінійні характеристики перетворення. Показано, що абсолютне середнє квадратичне відхилення (СКВ) виміряних кутів напрямків лінійної поляризації випромінювання складає $0,10^\circ$.

Обґрунтований метод вимірювання лінійної поляризації безперервного і імпульсного лазерного випромінювання двома болометричними решітками зі взаємонеперпендикулярними напрямками болометричних елементів. Показано, що абсолютне СКВ вимірювання кута напрямку лінійної поляризації випромінювання складає $0,23^\circ$.

Запропонований і обґрунтований метод вимірювання параметрів еліптичної поляризації інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання трьома болометричними решітками з тонкодотяними платиновими елементами, які мають нелінійні характеристики перетворення. Запропонований метод дозволяє врахувати початковий кут напрямку великої півосі еліпса поляризації і її додатковий поворот за рахунок зсуву фаз між електричними складовими поля випромінювання. Метод вимірювання дозволяє

виключити з отриманих результатів систематичні похибки за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометрів.

Врахування температурних залежностей, параметрів поляризації і нерівномірності розподілу інтенсивності за довжиною болометра дозволяє оцінити нелінійність характеристики перетворення тонкодротяними болометрами лазерного випромінювання.

Для дворешіткового та трирешіткового болометрів у роботі розроблені методи та отримані рівняння для абсолютних вимірювань енергетичних параметрів лазерного випромінювання, які дозволяють виключити систематичні похибки за рахунок нелінійності перетворення з результатів вимірювань. За профільними сигналами платинових болометричних елементів і відомому початковому та нормованому коефіцієнтах перетворення болометрів знаходяться початкові наближення поляризаційних коефіцієнтів взаємодії випромінювання з решітками, коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності та саме значення енергетичного параметра. Послідовними наближеннями зі вказаних параметрів виключаються систематичні похибки за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометрів.

Розроблені методи вимірювань профільними решітковими тонкодротяними платиновими болометрами дозволяють проводити абсолютні вимірювання енергії імпульсу лазерного випромінювання з відносним СКВ 0,87 % в лінійному режимі роботи для невисоких енергій імпульсу лазерного випромінювання і з відносним СКВ 1,6 % при вимірюванні високих енергій імпульсу, коли болометр працює в нелінійному режимі. Даний тип болометра також може бути використаний для абсолютних вимірювань безперервної потужності, для нього не існує обмежень на максимальний розмір вхідної апертури, може бути використаний для вимірювань параметрів інтенсивного лазерного випромінювання, а також у широкому спектральному діапазоні.

В роботі запропонований метод вимірювання діаметрів сфокусованих пучків лазерного випромінювання тонкодротяним одиночним болометром, який сканує пучок у фокальній плямі. Експериментально показана можливість

вимірювання діаметрів сфокусованих пучків лазерного випромінювання від 8 мкм.

Для лазерних пучків з розподілом інтенсивності в поперечному перерізі пучка за законом Гауса, вперше запропоновані методи вимірювання параметрів пучка, які практично не мають обмежень на верхню границю рівнів енергії випромінювання. Запропоновані методи дозволяють вимірювати енергію пучка, положення координат енергетичного центра пучка, його середній квадратичний радіус, модуль кута напрямку лінійної поляризації випромінювання. Методи дозволяють значно підвищити верхній граничний рівень вимірювання енергії імпульсу лазерного випромінювання без використання систем послаблення та відгалуження при вимірюваннях енергетичних і просторових параметрів лазерного випромінювання у вигляді пучків Гауса.

Ключові слова: болометр, лазер, енергія, потужність, лазерне випромінювання, поляризація, дихроїзм, ГЧ-датчик, вимірювання

Список публікацій здобувача:

Статті у реферованих закордонних журналах:

1. Измерение микрометровых диаметров сфокусированного лазерного излучения тонкопроволочным болометром / В. М. Кузьмичев, Б. В. Сафронов, С. В. Погорелов, В. П. Балкашин // Измерительная техника. – 2002. – № 3. – С. 28-30.
2. Kuzmichov V. M. Calibration of the wire platinum bolometers for pulsed laser power measurements / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Telecommunication and Radio Engineering. – 2002. – Vol. 58, № 11-12. – P. 133-143.
3. Кузьмичев В. М. Температурная зависимость фактора эффективности поглощения тонкопроволочного платинового болометра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Измерительная техника. – 2003. – № 3. – С. 20-22.

4. Kuzmichov V. M. Measuring of Gaussian beam laser pulse parameters with nonlinear thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Telecommunication and Radio Engineering. – 2003. – Vol. 59, № 7-9. – P. 151-158.
5. Kuzmichov V. M. Improving the accuracy of temperature dependence measurements for absorption efficiency factor of platinum bolometers / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Telecommunication and Radio Engineering. – 2003. – Vol. 60, № 1-2. – P. 104-107.
6. Кузьмичев В. М. Определение характеристики преобразования платинового болометра для измерения преобразования энергии импульса лазера / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Измерительная техника. – 2004. – № 5. – С. 23-25.
7. Transformation of the continuous laser power on the wave length 10.6 microns by the thin-wire platinum bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, I. A. Priz, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, P. Kohns // Telecommunications and Radio Engineering. – 2005. – Vol. 63, № 5. – P. 461-471.
8. Измерение фактора эффективности поглощения тонкопроволочного болометра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, И. А. Приз, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, П. Коонс // Измерительная техника. – 2007. – № 7. – С. 28-30.
9. Измерение коэффициента дихроизма тонкопроволочного болометра и состояния поляризации лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз, П. Коонс // Метрология (Ежемесячное приложение к научно-техническому журналу "Измерительная техника"). – 2007. – № 5. – С. 40-44.
10. Profile thin-wire bolometer of lazer pulse energy / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, I. A. Priz, V. P. Balkashin, P. Kohns // Telecommunications and Radio Engineering. – 2007. – Vol. 66, № 10. – P. 907-913.

11. Двухрешеточный болометрический измеритель линейной поляризации лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз // Метрология (Ежемесячное приложение к научно-техническому журналу "Измерительная техника"). – 2009. – № 5. – С. 17-22.
12. Bolometric measurer of linear polarization of laser radiation / S. V. Pogorelov, I. A. Priz, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. V. Krasovsky // Telecommunications and Radio Engineering. – 2013. – Vol. 72, № 15. – P. 1423-1429.
13. Pogorelov S. V. Calibration of thin-wire bolometer of laser pulse energy on the wavelength 1.06 micron / S. V. Pogorelov // Telecommunications and Radio Engineering. – 2015. – Vol. 74, № 8. – P. 745-752.
14. Pogorelov S. V. Measurements of intense and wide-aperture laser radiation parameters with thinwire bolometers / S. V. Pogorelov // Advanced Lasers, Volume 193 of the series Springer Series in Optical Sciences. – 2015. – Vol. 193, Chapter 12. – P. 183-197.

Статті у фахових журналах України

15. Кузьмичев В. М. Измерение параметров импульса пучка лазера тонкопроволочными болометрами / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 4. – С. 369-374.
16. Измерение линейной или эллиптической поляризации лазерного излучения трехрешеточным болометром / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз, П. Коонс // Радиофизика и радиоастрономия. – 2009. – Т. 14, № 2. – С. 214-221.
17. Профильный болометр параметров лазерного излучения / С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз, И. В. Красовский // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна №1038. Серія «Радіофізика та електроніка». – 2012. – Вип. 21. – С. 73-76.

18. Измерение температурной зависимости факторов эффективности поглощения платинового болометра на длине волны излучения 1,06 мкм / С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. – 2014. – Т. 11, № 2. – С. 40-46.
19. Погорелов С. В. Измерение энергетических параметров лазерного излучения трехрешеточным тонкопроволочным болометром / С. В. Погорелов // East European Journal of Physics. – 2014. – Vol. 1, № 2. – P. 73-79.
20. Кузьмичев В. М. Модифицированный двухрешеточный болометрический измеритель линейной поляризации лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Радиотехника. – 2014. – Вып. 178. – С. 63-66.

Монографія

21. Прямые и обратные задачи теплопередачи в лазерной технике и метрологии / Н. Г. Кокодий, В. А. Свич, С. В. Погорелов, В.А. Тиманюк, А.О. Пак, Ли Чженьхуа – Харьков : Изд-во Харьковского национального университета им. В. Н. Каразина, 2012. – 240 с.

Патенти

22. Пат. № 79796 Україна, МПК G 01 R 35/00, G 01 J 5/20. Спосіб абсолютного калібрування профільного тонкодротяного болометру енергії імпульсу лазера у довгохвильовому діапазоні / Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Похілько С. М., Коонс П.; заявник та власник патенту Національний фармацевтичний університет. – № а 2005 00111 ; заявл. 04.01.05 ; опубл. 25.07.07, Бюл. № 11.
23. Пат. № 27210 Україна, МПК G 01 J 1/04. Спосіб вимірювання коефіцієнта дихроїзму тонкодротяного болометра / Кузьмичов В. М., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О., Погорелов С. В., Коонс П.; заявник та власник патенту Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. – № u 2007 05508 ; заявл. 21.05.07 ; опубл. 25.10.07, Бюл. № 17.

24. Пат. № 28304 Україна, МПК G 01 J 1/04. Спосіб вимірювання факторів ефективності поглинання тонкодротяних болометрів / Кузьмичов В. М., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О., Погорелов С. В.; заявник та власник патенту Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. – № u 2007 05014 ; заявл. 07.05.07 ; опубл. 10.12.07, Бюл. № 20.
25. Пат. № 35374 Україна, МПК G 01 J 1/04, G 01 J 5/00. Вимірювач поляризації лазерного випромінювання / Кузьмичов В. М., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О., Погорелов С. В., Коонс П.; заявник та власник патенту Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. – № u 2008 05632 ; заявл. 30.04.08 ; опубл. 10.09.08, Бюл. № 17.
26. Пат. № 41319 Україна, МПК G 01 J 1/04, G 01 J 5/00. Спосіб вимірювання параметрів еліптичної поляризації лазерного випромінювання трирешітковим болометром / Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О.; заявники та власники патенту Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О. – № u 2009 00507 ; заявл. 23.01.09 ; опубл. 12.05.09, Бюл. № 9.
27. Пат. № 41595 Україна, МПК G 01 J 1/04, G 01 J 5/00. Спосіб вимірювання лінійної поляризації лазерного випромінювання двогратовим болометром / Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О.; заявники та власники патенту Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О. – № u 2009 00465 ; заявл. 22.01.09; опубл. 25.05.09, Бюл. № 10.

Опубліковані праці апробаційного характеру:

28. Measuring of micrometer diameters of focused laser radiation by bolometer from thin-wire / V. M. Kuzmichov, B. V. Safronov, S. V. Pogorelov, V. P. Balkashin, I. A. Priz // Proceedings of LFNМ'2002 IV-th International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, June 3-5, 2002. – P. 252-255.

29. Kuzmichov V. M. Transformation of the continuous laser power on wavelength 10,6 microns with thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of LFNМ 2004 6-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 6-9 September, 2004. – P. 238-241.
30. Mathematical modeling of devices for measuring of laser radiation characteristics by wire grids / N. G. Kokody, S. V. Pogorelov, D. N. Kokody, V. E. Dobrova, V. A. Timanyuk, P. Kohns // Proceedings of LFNМ 2004 6-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 6-9 September, 2004. – P. 140-142.
31. Kuzmichov V. M. Calibration method of thin-wire platinum bolometer of laser radiation pulse energy / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Proceedings of CAOL'2003 1-st International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Alushta, Crimea, Ukraine, 16-20 September, 2003. – Vol. 2. – P. 165-168.
32. Кузьмичов В. М. Перетворення тонкодротяним платиновим болометром безперервної потужності лазера на довжині хвилі 10,6 мкм / В. М. Кузьмичов, С. В. Погорелов // Міжнародна наукова конференція Каразінські природознавчі студії, м. Харків, Україна, 14-16 червня 2004. – С. 165-167.
33. Kuzmichov V. M. Power and energy measurement of laser pulse radiation with three profile bolometric gratings / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2005 2-nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Yalta, Crimea, Ukraine, September 12-17, 2005. – Vol. 2. – P. 272-275.
34. Kuzmichov V. M. Measuring of laser radiation polarization state with three profile bolometric gratings / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2005 2-nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Yalta, Crimea, Ukraine, September 12-17, 2005. – Vol. 2. – P. 216-219.

35. Measuring of the factor of absorption efficiency of thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, I. A. Priz, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2005 2-nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Yalta, Crimea, Ukraine, September 12-17, 2005. – Vol. 2. – P. 313-315.
36. Profile bolometer of laser radiation parameters / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz, I. I. Kozlov, P. Kohns // Proceedings of LFNM 2006 8-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 29 June - 1 July, 2006. – P. 237-240.
37. Kuzmichov V. M. Transformation of laser pulse energy on wavelength 1.06 micron with platinum bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of LFNM 2006 8-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 29 June - 1 July, 2006. – P. 241-244.
38. Laser radiation polarization state measurement with three-gratings bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2008 4-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Alushta, Crimea, Ukraine, September 29 - October 4, 2008. – P. 338-342.
39. Profile thin-wire bolometer of laser pulse energy / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2008 4-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Alushta, Crimea, Ukraine, September 29 - October 4, 2008. – P. 343-347.
40. Measurement of linear polarization of laser radiation with two-grating thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz // Proceedings of CAOL'2010 5-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Sevastopol, Crimea, Ukraine, 10-14 September, 2010. – P. 173-174.

41. Estimation of linear polarization angle of laser radiation with two-grating thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz // Proceedings of LFNМ*2011 11-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkov, Ukraine, September 4-8, 2011. – 3 p.
42. Pogorelov S. V. Absolute calibration of profile thin-wire bolometric gauge of laser pulse energy / S. V. Pogorelov // Proceedings of CAOL'2013 6-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Sudak, Crimea, Ukraine, 9-13 September, 2013. – P. 334-336.

Опубліковані праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:

43. Кузьмичев В. М. Преобразование платиновым тонкопроволочным болометром энергии импульса лазера / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2003. – № 2. – С. 42-47.
44. Кузьмичев В. М. Повышение точности определения температурной зависимости фактора эффективности поглощения тонкопроволочного платинового болометра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2004. – № 1. – С. 42-43.
45. Кузьмичев В. М. Преобразование тонкопроволочным платиновым болометром непрерывной мощности лазера на длине волны 10,6 мкм / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, П. Коонс // Український метрологічний журнал. – 2005. – № 3. – С. 39-41.
46. Кузьмичев В. М. Измерение состояния поляризации лазерного излучения тремя профильными болометрическими решетками / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, П. Коонс // Український метрологічний журнал. – 2007. – № 3. – С. 38-42.
47. Погрешность метода замещения конусного калориметра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, Н. И. Зинченко, В. П.

- Балкашин, И. А. Приз, П. Коонс // Український метрологічний журнал. – 2008. – № 2. – С. 31-36.
48. Кузьмичев В. М. Измерение параметров эллиптической поляризации лазерного излучения тонкопроволочным болометром / В. М. Кузьмичев, Е. В. Кузьмичева, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2009. – № 2. – С. 35-38.
49. Калибровка двухрешётчатого болометрического измерителя параметров лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз // Український метрологічний журнал. – 2009. – № 4. – С. 31-34.
50. Измерение направления линейной поляризации лазерного излучения решетчатыми болометрическими приемниками / Н. Г. Кокодий, С. В. Погорелов, А. О. Пак, М. В. Кайдаш, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз, И. П. Стороженко // Український метрологічний журнал. – 2012. – № 2. – С. 32-36.
51. Погорелов С. В. Калибровка тонкопроволочного болометра энергии импульса лазера на длине волны 1,06 мкм / С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2013. – № 2. – С. 25-27.
52. Погорелов С. В. Калибровка тонкопроволочного болометра энергии импульса лазера на длине волны 1,06 мкм / С. В. Погорелов // Радиофизика и электроника. – 2014 – Т. 5(19), № 3. – С. 98-101.

ABSTRACT

Pohorielov S.V. Theoretical and experimental basis for creating gratings of thin-wire bolometers to control high energy laser radiation. - The manuscript.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences Thesis, discipline 01.04.01 “Physics of devices, components and systems”. – National University of Pharmacy, Ministry of Health of Ukraine, V.N. Karazin Kharkiv National University, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv National University of Radio Electronics, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kharkiv, 2017.

This thesis work focus on investigation of characteristics of laser radiation conversion using thin-wire bolometers. Analysis of characteristics of this conversion enable developing and justifying methods to monitor parameters of broad-aperture high-power laser radiation.

Intense continuous laser radiation of up to tens of kilowatts or single-pulse radiation of up to tens of kilojoules, having duration of 10^{-9} to 10^{-3} s and wavelengths from 0.4 to 12 μm , are widely used both in science and in practice. When developing these lasers, about ten radiation parameters must be controlled. The vast majority of high-energy lasers operate in the infrared range, where the choice of primary converters is significantly lower than in the visible range, and their number is even lower when dealing with middle and far infrared band.

When measuring spatial and energy-related parameters of intense broad-aperture beam, measuring systems with spatial distribution of interaction with sensing instrument are the most effective ones. Bolometric grates, which enable development of pass through measurement devices characterized by low level of main beam energy loss, belong to this type of converters. Measured radiation parameters include continuous power, single pulse energy, linear polarization directional angle, elliptical polarization parameters, nonequilibrium coefficient of intensity distribution, generalized area, optical beam diameter, and energy center coordinates; characteristics of radiation include profiled distribution along certain directions.

The thesis proposed the method of measuring laser radiation parameters using bolometric wire grating, which enables measuring absolute energy-related parameters without the need for calibration against reference standard. The thesis proposed, grounded, theoretically and experimentally investigated methods of measuring parameters and characteristics of broad-aperture and intense laser radiation, which can reach tens of kilowatts in continuous mode and tens of kilojoules in pulsed mode, using thin-wire bolometers. Bolometers can operate in a wide spectral range.

The study analyzed the temperature dependences of basic physical parameters of platinum thin wires used in the primary bolometric converters. The theoretical and experimental methods for determining the absorption efficiency factors and their temperature dependences were developed for laser radiation with a wavelength of 1.06 μm and 10.6 μm . The calculated temperature profile of absorption efficiency factor of platinum thin-wire bolometers in the temperature range of 0 to 1500°C showed that it does not depend on the diameter of bolometer and polarization state of laser radiation.

Heat balance equation averaged over bolometer length was solved with allowance for approximated temperature dependences of physical parameters of the bolometer; characteristics of bolometric conversion of continuous and pulsed laser radiation at wavelengths of 1.06 and 10.6 μm were assessed.

Thin-wire bolometers have dichroic properties, i.e. they absorb one component of the electric field better than another. This feature enables using thin-wide bolometers to determine polarization state of laser radiation. These properties of wire bolometers require considering polarization parameters, when measuring energy-related parameters of laser radiation.

The thesis proposed and grounded methods of measuring linear and elliptical polarization parameters using double- and triple-grating bolometers. Experimental models of double- and triple-grating thin-wide platinum bolometers for measurement of linear and elliptical polarization of laser radiation were developed.

The methods of measurement of linear polarization of intense broad-aperture laser radiation, using three bolometric gratings that consist of thin-wide platinum

elements, having nonlinear conversion characteristics, were grounded. It was shown that the absolute RMSD of measured directional angles of linear polarization is 0.10° .

The thesis justified the method to measure linear polarization of continuous and pulsed laser radiation, using two bolometric gratings with orthogonal directions of bolometric elements. It was shown that RMSD of measured linear polarization directional angle is 0.23° .

The thesis proposed and justified the method to measure elliptical polarization of intense broad-aperture laser radiation, using three bolometric gratings with thin-wire platinum elements, having nonlinear conversion characteristics. This method make allowance for initial directional angle of the semi-major axis of polarization ellipse and its additional rotation with the use of phase shift between the electrical components of the radiation field. The measurement method eliminates systematic errors from the results due to nonlinear characteristics of bolometric conversion.

Nonlinear characteristics of laser radiation conversion using thin-wide bolometers can be evaluated taking into account the temperature dependences, polarization parameters, and uneven intensity distribution along the bolometer length.

In the case of double-grating and triple-grating bolometers, the author developed methods and equations for absolute measurements of energy-related parameters of laser radiation, which enable elimination of systematic errors of measurements due to nonlinear conversion. The profiled signals of platinum bolometric elements and known initial and normalized conversion factor are used to evaluate the first approximation of polarization coefficient of radiation-grating interaction, nonuniformity coefficient of intensity distribution, and the value of energy parameter itself. Successive approximations of the specified parameters are used to eliminate systematic errors due to nonlinearity of bolometric conversion.

The developed methods of measurement of profiled grating thin-wire platinum bolometers enable absolute measurements of laser radiation pulse energy with relative RMSD of 0.87% in linear operating mode for low-energy laser pulse and with relative RMSD of 1.6%, when measuring high-energy pulse, where bolometer operated in nonlinear mode. This type of bolometer may also be used for absolute

measurements of continuous power; it is not limited by the maximum size of the input aperture; it can be used to measure parameters of intense laser radiation in a wide spectral range.

The study presents the method to measure the diameters of focused laser beams using, a single thin-wire bolometer, which scans the beam in the focal spot. The possibility of measurement of focused laser radiation beams up to 8 μm in diameter was experimentally demonstrated.

The methods of measurement of beam parameters, which have almost no limitations in terms of the upper limit of radiation energy levels, was for the first time ever proposed for laser beams with Gaussian intensity distribution in beam cross-section. The above methods enable measuring beam energy, coordinates of beam energy center, its mean square radius, absolute value of linear polarization directional angle. These methods significantly increase the upper threshold of laser radiation pulse measurements without the use of relaxative and splitting systems, when measuring spatial and energy-related parameters of laser radiation in the form of Gaussian beams.

Keywords: bolometer, laser, energy, power, laser radiation, polarization, dichroism, infrared sensor, measurement

ЗМІСТ

АНОТАЦІЯ	1
ABSTRACT	15
ЗМІСТ	19
ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ	23
ВСТУП	24
РОЗДІЛ 1 АНАЛІЗ ПЕРВИННИХ ПРИНЦИПІВ ТА АНАЛОГІЧНИХ РОЗРОБОК.....	35
1.1. Параметри лазерного випромінювання	35
1.2. Потужні лазери	38
1.3. Приймачі (датчики) інфрачервоного випромінювання	40
1.3.1. ІЧ-приймачі напівпровідникового типу	44
1.3.2. Теплові приймачі	50
1.4. Вимірювання параметрів потужних лазерів	54
1.5. Методи вимірювання поляризації	59
1.6. Огляд вимірювальних систем параметрів лазерного випромінювання	64
1.7. Висновки до розділу 1	79
РОЗДІЛ 2 АНАЛІЗ ОСНОВНИХ ФІЗИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ТОНКОДРОТЯНИХ БОЛОМЕТРІВ.....	81
2.1. Температурна залежність опору тонких платинових дротинок	82
2.2. Температурна залежність питомої теплоємності	88
2.3. Стабілізація коефіцієнта теплообміну болометра з зовнішнім середовищем	89
2.4. Метод вимірювання фактора ефективності поглинання тонкодротяного болометра на довжині хвилі 1,06 мкм	93
2.5. Метод вимірювання факторів ефективності поглинання болометра двома тонкодротяними болометричними решітками	99
2.6. Температурна залежність фактора ефективності поглинання лазерного випромінювання	107
2.7. Підвищення точності визначення температурної залежності фактора ефективності поглинання платинового болометра	112

	20
2.8. Висновки до розділу 2	116
РОЗДІЛ 3 ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕТВОРЕННЯ ТОНКОДРОТЯНИХ БОЛОМЕТРІВ	119
3.1. Перетворення лазерного випромінювання тонкодротяними болометрами	119
3.2. Характеристика перетворення тонкодротяного платиного болометра енергії імпульсу лазерного випромінювання на довжині хвилі 10,6 мкм	121
3.3. Характеристика перетворення тонкодротяного платиного болометра безперервної потужності лазера на довжині хвилі 10,6 мкм	129
3.4. Характеристика перетворення платиного тонкодротяного болометра енергії імпульсу на довжині хвилі 1,06 мкм	140
3.5. Градування дворешіткового болометричного вимірювача параметрів лазерного випромінювання	145
3.6. Висновки до розділу 3	153
РОЗДІЛ 4 КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРІВ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	156
4.1. Пристрої та методи вимірювання коефіцієнта дихроїзму тонкодротяного платиного болометра	157
4.2. Пристрої та методи вимірювання параметрів лінійної поляризації лазерного випромінювання трьома профільними болометричними решітками	163
4.3. Дворешітковий болометричний вимірювач лінійної поляризації лазерного випромінювання	169
4.3.1. Метод вимірювання параметрів лінійної поляризації лазерного випромінювання дворешітковим болометром.....	169
4.3.2. Експериментальна перевірка методу вимірювання параметрів лінійної поляризації лазерного випромінювання ...	172
4.4. Модифікований дворешітковий болометричний вимірювач параметрів лінійної поляризації лазерного випромінювання	175
4.4.1. Модифікований метод вимірювання параметрів лінійної поляризації лазерного випромінювання дворешітковим болометром	175

4.4.2. Експериментальна перевірка методу вимірювання параметрів лінійної поляризації лазерного випромінювання модифікованим дворешітковим болометром.....	178
4.5. Пристрої і методи вимірювання параметрів еліптичної поляризації лазерного випромінювання трьома болометричними решітками	184
4.6. Універсальний метод вимірювання параметрів еліптичної поляризації лазерного випромінювання тонкодротяними болометрами	188
4.7. Експериментальна перевірка методів вимірювання поляризації лазерного випромінювання трирешітковим болометром	195
4.8. Висновки до розділу 4	205
РОЗДІЛ 5 МЕТРОЛОГІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ РЕШІТКОВИХ БОЛОМЕТРИЧНИХ ВИМІРЮВАЧІВ ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ.....	210
5.1. Дворешітковий болометричний перетворювач	210
5.1.1. Характеристика перетворення дворешіткового профільного болометричного вимірювача енергетичних параметрів лазерного випромінювання.....	210
5.1.2. Аналіз випадкової похибки вимірювання енергетичних параметрів дворешітковим болометром.....	217
5.2. Трирешітковий профільний болометричний вимірювач параметрів лазерного випромінювання	219
5.2.1. Характеристика перетворення трирешіткового тонкодротяного платиного болометричного вимірювача параметрів лазерного випромінювання.....	219
5.2.2. Оцінка випадкової похибки.....	226
5.3. Оцінка систематичних похибок абсолютних вимірювань решітковими болометричними вимірювачами енергетичних параметрів лазерного випромінювання	229
5.4. Висновки до розділу 5	236
РОЗДІЛ 6 ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ПОТУЖНОГО І СФОКУСОВАНОГО ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	240
6.1. Вимірювання мікрометрових діаметрів сфокусованого лазерного випромінювання тонкодротяним болометром	240

6.2. Вимірювання профілю пучка Гауса імпульсного лазерного випромінювання лінійними тонкодротяними болометрами	246
6.3. Вимірювання профілю пучка Гауса імпульсного лазерного випромінювання нелінійними тонкодротяними болометрами	252
6.4. Висновки до розділу 6	260
ВИСНОВКИ.....	262
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	267
СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ АВТОРОМ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	294

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

СКВ – середньоквадратичне відхилення

СКР – середньоквадратичний радіус

ПВП – первинний вимірювальний перетворювач

КРТ – кадмій-ртуть-телур

МФП – матричний фотоприймач

ІЧ – інфрачервоний

ССD – charge-coupled device

ПЗЗ – прилад зі зворотним зв'язком

ТКО – температурний коефіцієнт опору

ВСТУП

Актуальність теми

Лазери є джерелами електромагнітного випромінювання, що має унікальні властивості, які відрізняють його від будь-яких інших джерел випромінювання. Лазерне випромінювання розповсюджується, як правило, у вигляді пучка і тому вздовж певного напрямку. Такі лазерні пучки мають високу, а іноді і дуже високу просторову когерентність. Саме просторова когерентність дозволяє лазерному випромінюванню долати значні відстані і бути максимально сфокусованим [1, 2].

У багатьох випадках лазерне випромінювання має також часову когерентність. Для лазерного випромінювання характерна здебільшого лінійна поляризація випромінювання, коли коливання вектора електричного поля проходять вздовж певного сталого напрямку.

Лазерне випромінювання може бути як безперервним, так і імпульсним. Ультракороткі імпульси дозволяють генерувати пікову потужність в імпульсі до декількох ТВт, тому завдяки своїм унікальним властивостям лазерне випромінювання використовується в багатьох галузях. Так, у промисловості лазери широко використовуються для різки, свердління, зварювання, запайки, поверхневої обробки, гравірування, літографії, лазерного напилення, голографії тощо [3-6].

У більшості випадків використовується висока щільність оптичної інтенсивності лазерного випромінювання, що призводить до інтенсивного нагрівання, іноді до випарювання та збудження плазми. Використання лазерного випромінювання в промисловості дає значні переваги перед механічними методами [2, 5-9]. Лазери дозволяють проводити високоякісну обробку дуже тонких структур, уникаючи механічних деформацій, що виникають при механічному свердлінні, різанні тощо. Для одних промислових процесів з використанням лазерного випромінювання визначними є енергетичні

параметри лазерного випромінювання, а для інших – якість пучка, яка характеризується такими параметрами як M^2 або BPP (beam parameter product) [10, 11]. Так, для лазерного маркування на пластику використовуються малопотужні лазери, тоді як для різання, зварювання або свердління металів необхідно використовувати високопотужні лазери (до декількох кіловат). Спаювання потребує високих потужностей та не вимагає високої якості пучка, тоді як безконтактне зварювання потребує дуже високої якості пучка [2, 5].

Використання лазерів у виробництві дозволяє в багатьох випадках здійснювати технологічні процеси, аналогічні до механічних методів, однак з більш високою якістю та/або з меншою собівартістю. Використання лазерів також дозволяє виробляти зовсім нові види продукції, які неможливо виготовити за допомогою інших методів, а також використовувати нові матеріали.

Завдяки високій направленості випромінювання лазери широко використовуються у складі різноманітних вимірювальних приборів та пристроїв, у тому числі для визначення орієнтації об'єкту у просторі.

Лазерне випромінювання також широко використовується в медицині [12]. Часто лазерне випромінювання використовують для зовнішніх частин тіла, куди легко потрапляє випромінювання, наприклад, у хірургії ока, корекції зору, стоматології, дерматології і для різноманітних косметологічних процедур – видалення татуїровок, волосся.

У метрології лазери широко використовуються для точних вимірювань розмірів, у дальнометрії, навігації. Лазерні сканери, принцип дії яких будується на дуже низькій дивергенції лазерного пучка, можуть зчитувати різні графічні об'єкти здалека, наприклад, сканери бар-кодів. Також набувають розповсюдження 3D-сканери. Лазери є обов'язковим компонентом оптичних годинників для точного вимірювання часу, які вже починають перевершувати атомні годинники. В оптоволоконних датчиках використовується лазерне випромінювання для віддаленого вимірювання температури, механічного тиску

та інших параметрів, наприклад, у нафтопроводах або на краях крил літаків під час польоту.

Запис електронних даних на CD, DVD, Blu-ray дисках, на магнітооптичних дисках здійснюється за допомогою сфокусованого лазерного пучка, що дозволяє отримати дуже велику щільність запису даних.

Лазери є основним компонентом більшості сучасних методів зв'язку (оптоволоконні мережі, зв'язок з космічними об'єктами), де використовується здатність лазерних пучків долати великі відстані з малою розбіжністю. Лазерна спектроскопія, лазерні мікроскопи, лазерні охолоджувачі, оптичні пінцети, а також інші методи та прилади з використанням лазерів знаходять широке використання в різних наукових дослідженнях. Для військових цілей лазери використовуються для знищення ракет, реактивних снарядів або мін, а також широко використовуються для наведення на ціль.

Зараз проводяться дослідження можливості використання високопотужних лазерних систем для ядерного синтезу як альтернатива іншим типам ядерних реакторів, а також для розділення ізотопів [1, 5, 13].

Важливою умовою ефективного використання лазерів є постійний контроль усіх параметрів лазерного випромінювання. Для цього на теперішній час існує великий вибір вимірювальних приборів, а їхня кількість постійно зростає. При цьому вдосконалюються як первинні перетворювачі, так і системи обробки сигналів [14, 15].

Широкий спектральний та динамічний діапазони лазерного випромінювання призводить до необхідності розробки нових і удосконаленню існуючих принципів і методів вимірювання і контролю параметрів лазерного випромінювання. На теперішній час для контролю параметрів потужного лазерного випромінювання за допомогою стандартних первинних перетворювачів необхідно використовувати різноманітні додаткові прилади (ослаблювачі, відгалужувачі та ін.), що призводить до певного спотворення випромінювання. Ще більші труднощі виникають при вимірюванні параметрів широкоапертурного випромінювання. В цьому випадку використовувати

методи вимірювання класичної фотометрії практично неможливо, оскільки вони не дозволяють проводити аналіз і контроль параметрів лазерного випромінювання по всій апертурі пучка.

Тому розробка та вдосконалення методів безпосереднього контролю параметрів потужного і широкоапертурного лазерного випромінювання є актуальною задачею. При цьому при вимірюванні параметрів потужного лазерного випромінювання величезну перевагу мають первинні перетворювачі прохідного типу, які поглинають тільки невеликі частки випромінювання. До такого типу первинних перетворювачів відносяться тонкодротяні болометри.

Під дією потужного лазерного випромінювання виникає суттєвий нагрів первинного перетворювача [18], що призводить до нелінійності його характеристики перетворення. Нелінійність перетворення посилюється також за рахунок нерівномірності розподілу лазерного випромінювання по площі поверхні первинного перетворювача. Ці основні фактори приводять до необхідності градуювання тонкодротяних болометричних перетворювачів за допомогою еталонних вимірювачів, що значно ускладнює виробництво тонкодротяних вимірювачів і сам процес вимірювання. Незважаючи на велику кількість різноманітних принципів роботи відомих вимірювачів [14, 19-23], існує лише один принцип вимірювання потужності та енергії лазерного випромінювання, який забезпечує найвищу точність, – калориметричний [30, 31]. Однак використання калориметрів для градуювання та калібрування болометричних решіток обмежене розмірами вхідної апертури калориметрів і не може бути проведене для решіток великих розмірів.

Таким чином, при використанні тонкодротяних болометричних перетворювачів для контролю та аналізу параметрів потужного та широкоапертурного лазерного випромінювання розробка методів визначення характеристик перетворення первинного болометричного перетворювача є актуальною і практично значущою проблемою.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дисертаційна робота була виконана відповідно до плану науково-дослідних робіт Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна в межах держбюджетних тем: «Розробка методів вимірювання параметрів інтенсивного лазерного випромінювання тонкодротяними болометрами підвищеної точності» (номер держреєстрації 0100U003332), «Розробка методу абсолютного калібрування тонкодротяних болометричних вимірювачів енергетичних параметрів лазерного випромінювання» (номер держреєстрації 0103U004235), «Розробка методів вимірювання стану поляризації інтенсивного та широкоапертурного лазерного випромінювання тонкодротяними болометрами» (номер держреєстрації 0106U001552), «Розробка методів вимірювання оптичних параметрів тонкодротяних болометрів інтенсивного та широкоапертурного лазерного випромінювання» (номер держреєстрації 0109U000532). Автор є виконавцем зазначених робіт.

Робота також була частиною міжнародного конкурсного проекту (Німеччина, Швеція, Росія) INTAS (International association for the promotion of co-operation with scientists) «Thermal effects of laser radiation in metal micro-wires and their application in measuring technique» (Ref. Nr. 03-51-4924) 2004-2006 pp., де автор також є виконавцем.

Мета і завдання дослідження. Метою дисертаційного дослідження є розробка теорії і техніки використання тонкодротяних решіткових болометрів для прецизійного багатопараметричного дослідження випромінювання потужних лазерів.

Для досягнення поставленої мети вирішувались такі завдання:

1. Проведення теоретичних та експериментальних досліджень теплофізичних властивостей тонких платинових дротинок у діапазоні температур від 0°C до температури плавлення та їх аналітичне моделювання.

2. Розробка теоретичних та експериментальних методів і техніки вимірювання факторів ефективності поглинання, коефіцієнта дихроїзму.
3. Теоретичне та експериментальне обґрунтування визначення характеристик перетворення одиничних та решіткових болометрів.
4. Теоретичне та експериментальне обґрунтування методів визначення просторових параметрів та параметрів поляризації потужного лазерного випромінювання тонкодротяними болометричними решітками.
5. Пошук принципів мінімізації основних джерел систематичних і випадкових похибок.
6. Створення експериментальних зразків болометричних пристроїв для контролю параметрів потужного лазерного випромінювання та верифікація можливостей їх теоретичного градуювання.
7. Розробка методів вимірювання параметрів пучка Гауса потужного імпульсного лазерного випромінювання, що дозволяють значно підвищити верхню границю енергії, що вимірюється.

Об'єкт дослідження – енергетичні, просторові, поляризаційні параметри та характеристики лазерного випромінювання.

Предмет дослідження – теплові та електромагнітні ефекти у тонких металевих дротах під дією інфрачервоного лазерного випромінювання, коли реалізується болометричний ефект при нагріванні їх випромінюванням.

Методи дослідження. У роботі використовуються розрахунково-теоретичні та числові методи досліджень, творчо доопрацьовані та адаптовані для вирішення поставлених у дисертаційній роботі завдань.

При аналізі взаємодії лазерного випромінювання з тонкими металевими циліндрами та визначенні характеристик перетворення використовувались методи математичної фізики, електродинаміки, числові методи розв'язання

диференціальних рівнянь математичної фізики та методи числового моделювання.

При метрологічному аналізі методів вимірювання параметрів лазерного випромінювання використовувалась теорія похибок та методи обробки випадкових похибок.

Наукова новизна одержаних у дисертаційній роботі результатів полягає у наступному:

1. У дисертації вперше виконані широкоформатні теоретичні та експериментальні дослідження тонкодротяних болометрів, зокрема решіткових, для вимірювання енергетичних, просторових та поляризаційних параметрів лазерного випромінювання у широкому динамічному та спектральному діапазонах. Для цього були розроблені та обґрунтовані методи для визначення характеристик перетворення.
2. Вперше розроблені та експериментально підтверджені методи вимірювання температурних залежностей факторів ефективності поглинання тонкодротяних болометрів на довжинах хвиль випромінювання 1,06 та 10,6 мкм. Уперше показано, що температурна залежність фактора ефективності поглинання залишається незмінною у широкому діапазоні величин діаметрів болометра і не залежить від стану поляризації випромінювання.
3. Вперше обґрунтований та експериментально перевірений метод вимірювання коефіцієнта дихроїзму тонкодротяних болометрів у широкому діапазоні інтенсивностей лазерного випромінювання, який є основним параметром болометра при вимірюванні стану поляризації лазерного випромінювання.
4. Обґрунтовані методи вимірювання параметрів лінійної та еліптичної поляризації інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання трьома тонкодротяними болометричними решітками, які мають нелінійну характеристику перетворення. Створені експериментальні макети та

проведені експериментальні дослідження вимірювання стану поляризації випромінювання.

5. Вперше запропонований та обґрунтований метод вимірювання лінійної поляризації лазерного випромінювання з використанням дворешіткового болометра. Створений експериментальний макет та експериментально підтверджений запропонований метод.
6. Вперше обґрунтовані методи вимірювання абсолютних значень безперервної потужності або енергії імпульсу інтенсивного лазерного випромінювання дворешітковим та трирешітковим профільними тонкодротяними болометрами, в яких реєструються сигнали кожного болометричного елемента. Розроблені алгоритми обробки сигналів із решітчастих болометричних приймачів з поправками на температурні залежності теплофізичних параметрів болометрів. Отримані результати дозволяють створювати абсолютні болометричні вимірювачі енергетичних параметрів інтенсивного та широкоапертурного лазерного випромінювання.
7. Обґрунтований метод та експериментально показана можливість вимірювання діаметрів сфокусованих пучків лазерного випромінювання від десятка мікрометрів і вище тонкодротяним болометром.
8. Вперше запропоновані та обґрунтовані методи вимірювання параметрів пучка Гауса імпульсу лазерного випромінювання тонкодротяними болометрами, розташованими на схилах розподілу інтенсивності. Ці методи дозволяють вимірювати енергію імпульсу, модуль напрямку лінійної поляризації випромінювання, середній квадратичний радіус пучка, координати енергетичного центра пучка. Методи істотно підвищують верхній рівень вимірюваної енергії імпульсу лазера.

Практичне значення одержаних результатів. Запропоновані та обґрунтовані методи вимірювання параметрів інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання тонкодротяними

болOMETричними решітками істотно допомагають при дослідженнях параметрів потужних лазерів, сприяють удосконаленню та використанню як самих лазерів, так і лазерного випромінювання для різних наукових і технічних завдань. Впровадження розроблених методів та експериментальних макетів дасть суттєвий економічний ефект, оскільки значно знизить похибки вимірювання енергетичних параметрів інтенсивного та широкоапертурного лазерного випромінювання.

Тематика цих досліджень використовується в навчальному процесі при виконанні студентами бакалаврських та магістерських робіт. Результати роботи можуть бути використані для удосконалення існуючих болOMETричних вимірювачів у Харківському науково-дослідному інституті метрології та стандартизації, на Харківському заводі імені Малишева, в Українському науково-дослідному інституті технології суднобудування (м. Миколаїв).

Особистий внесок здобувача. Основні теоретичні положення та обробка результатів експериментальних досліджень дисертації виконані особисто здобувачем. У друкованих наукових працях, виконаних у співавторстві, здобувач запропонував та розробив математичні методи обробки результатів експериментальних досліджень; розробив числові методи розв'язання диференціальних рівнянь математичної фізики (теплового балансу і теплопровідності) з нелінійними коефіцієнтами; провів аналіз похибок отриманих результатів досліджень, розробив алгоритми застосування розв'язання задач дифракції електромагнітної хвилі для болOMETричних вимірювачів. Автором розроблені алгоритми чисельних експериментів для зворотних задач при дослідженні взаємодії лазерного випромінювання з металевими циліндрами; знайдені характеристики перетворення болOMETра при вимірюванні енергії імпульсу і безперервної потужності з урахуванням нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання по площині вхідної апертури решітки. Здобувач брав участь у створенні експериментальних макетів вимірювальної системи. У працях [32, 33] розроблений метод

розв'язання рівняння теплопровідності, розраховані діаметри лазерного пучка та проведена оцінка похибок отриманих результатів; у працях [34-51] отримані температурні залежності основних фізичних параметрів тонких платинових дротинок, апроксимації всіх температурних залежностей і проведений аналіз похибок оцінок коефіцієнтів залежностей. Розроблено метод та розв'язане диференційне рівняння теплового балансу з коефіцієнтами, що залежать від температури. Проведені розрахунки функції перетворення платинового болометра залежно від енергії імпульсу або потужності безперервного лазерного випромінювання на довжинах хвиль 10,6 та 1,06 мкм. У працях [41, 52-68] здобувач запропонував методи визначення параметрів поляризації лазерного випромінювання тонкодротяними платиновими болометрами з виключенням домінуючих похибок за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометрів, розробив числові експерименти та провів обробку експериментальних результатів. У працях [69, 70] здобувач обґрунтував методи вимірювання параметрів потужних пучків Гауса. У працях [31, 63, 71-75] автор брав участь у створенні експериментальних макетів, розробив алгоритми обробки експериментальних результатів та здійснив аналіз похибок отриманих результатів. У праці [76] автором написані розділи 3 і 4 разом із М. Г. Кокодєм, розділ 6 написаний автором особисто.

Апробація результатів дисертації. Результати роботи доповідались та обговорювались на міжнародних конференціях: 4-th International Workshop "Laser and Fiber-Optical Networks Modelling (LFNM'2002)", Kharkiv, Ukraine; International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers CAOL'2003 Alushta, Crimea, Ukraine; 6-th International Conference on Laser & Fiber-Optical Networks Modeling LFNM'2004, Kharkiv, Ukraine; Міжнародна наукова конференція „Каразінські природознавчі студії”, 2004 р., Харків; 2-nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers CAOL'2005, Yalta, Crimea, Ukraine; 8-th International Conference on Laser & Fiber-Optical Networks Modeling LFNM'2006, Kharkiv, Ukraine; 4-th International Conference on

Advanced Optoelectronics and Lasers CAOL'2008, Alushta, Crimea, Ukraine; 5-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers CAOL CAOL'2010, Sevastopol, Crimea, Ukraine; 11-th International Conference on Laser & Fiber-Optical Networks Modeling LFNМ'2011, Kharkiv, Ukraine; 6-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers CAOL'2013, Sudak, Crimea, Ukraine.

Публікації. Результати дисертаційних досліджень опубліковані у 52 наукових працях, з них: 1 монографія; 20 основних наукових статей у фахових журналах (з них 14 опубліковано у реферованих закордонних журналах); 6 патентів: 1 патент на винахід та 5 патентів на корисну модель; 10 додаткових статей у фахових журналах України, 15 публікацій у реферованих збірниках праць міжнародних конференцій.

Обсяг і структура дисертації. Дисертаційна робота викладена на 302 сторінках машинописного тексту, складається зі вступу, 6 розділів, загальних висновків, списку використаних джерел. Обсяг основного тексту дисертації складає 266 сторінки друкованого тексту. Робота ілюстрована 17 таблицями та 69 рисунками. Рисунків і таблиць, які повністю займають всю площу сторінки, немає. Список використаних джерел містить 251 найменування.

РОЗДІЛ 1

АНАЛІЗ ПЕРВИННИХ ПРИНЦИПІВ ТА АНАЛОГІЧНИХ РОЗРОБОК

1.1. Параметри лазерного випромінювання

В залежності від галузі використання застосовуються різні типи лазерів з різними довжинами хвиль (від 0,2 мкм до 1 мм), потужністю (від декількох мікروات до декількох мегават безперервної потужності або декількох терават в імпульсі), розмірами пучка, тривалістю імпульсів (від декількох секунд до 0,1 пс) для імпульсного випромінювання та іншими параметрами. Для кожного процесу тільки деякі певні параметри і характеристики лазерного випромінювання потребують контролю. Періодичність контролю цих параметрів і характеристик залежить від галузі використання та критичності впливу їх вимірювання на результат.

Більшість параметрів і характеристик лазерного випромінювання можна умовно об'єднати в декілька груп [14-17]:

1. енергетичні параметри і характеристики – енергія, що переноситься лазерним випромінюванням; енергія, що переноситься лазерним випромінюванням в одиницю часу (потужність); потужність, що падає на одиницю поверхні, яка опромінюється (інтенсивність); середня і максимальна потужність або енергія імпульсу;
2. просторово-енергетичні параметри і характеристики – кутовий розподіл енергії або потужності (діаграма направленості), діаметр поперечного перерізу пучка лазерного випромінювання, всередині якого міститься задана частка енергії або потужності випромінювання лазера (діаметр пучка), плоский або тілесний кут, що характеризує ширину діаграми направленості лазерного випромінювання у дальній зоні по заданому рівню енергії або потужності (розбіжність); плоский або тілесний кут, всередині якого розповсюджується задана частка енергії або потужності лазерного випромінювання (енергетична

- розбіжність), розподіл щільності енергії або потужності випромінювання у перерізі лазерного пучка, нормований відносно максимального значення щільності енергії (потужності);
3. часові параметри і характеристики – функція зміни потужності випромінювання у часі (форма імпульсу випромінювання), тривалість випромінювання з потужністю, що перевищує заданий рівень (тривалість імпульсу), число імпульсів за одиницю часу (частота повторення імпульсів), відстань у часі між двома сусідніми імпульсами (період повторення імпульсів), час наростання потужності від заданого рівня до максимального значення (тривалість фронту імпульсу), час зменшення потужності від максимального до заданого рівня (тривалість спаду імпульсу);
 4. параметри поляризації – площина, що проходить через напрям розповсюдження лінійно поляризованого лазерного випромінювання та напрямок його електричного вектора (площина поляризації), кут між площиною поляризації та визначеним напрямком (напрямок поляризації), відношення малої півосі еліпса, за яким поляризовано лазерне випромінювання до його великої півосі (еліптичність поляризованого лазерного випромінювання), відношення інтенсивності поляризованої складової лазерного випромінювання до повної його інтенсивності (ступінь поляризації);
 5. спектральна група – частота лазерного випромінювання, довжина хвилі лазерного випромінювання, ширина лінії випромінювання в одиницях довжини хвилі або частоти, ширина обвідної спектра лазерного випромінювання, енергія (потужність), що припадає на одиничний частотний інтервал (спектральна щільність енергії (потужності));
 6. кореляційна група – час когерентності, довжина когерентності окремо для часової та просторової когерентності, функція когерентності.

По відомому розподілу інтенсивності випромінювання в самому пучку та його Фур'є-образі можна визначити практично всі просторово-енергетичні параметри і характеристики пучка як у ближній, так і у дальній зонах: діаметр пучка або його розміри у заданих напрямках, координати енергетичного центру, ступінь нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання у перерізі пучка, розбіжність пучка, його узагальнені параметри, розподіл фази у перерізі пучка. Така комплексна діагностика випромінювання проводиться за допомогою автоматизованих вимірювальних систем, які можуть проводити автоматичне оперативне регулювання форми пучка і розподілу інтенсивності при його використанні для різноманітних технологічних цілей.

Для вимірювання параметрів та визначення характеристик лазерного випромінювання існують засоби вимірювань, у яких використовуються різні принципи вимірювань. Засоби вимірювань можуть відрізнятися один від одного як набором параметрів та характеристик, які даний засіб вимірювань дозволяє аналізувати, так і діапазонами вимірювань однакових параметрів або характеристик.

Засоби вимірювань використовують різні принципи на основі сукупності фізичних явищ, які перетворюють вхідний сигнал лазерного випромінювання на сигнал системи вимірювань. Принцип вимірювань, у першу чергу, визначається вибором приймача випромінювання – первинного вимірювального перетворювача (ПВП).

На вибір принципу вимірювання чинить великий вплив спектральний та динамічний діапазони вимірювань. Так, для вимірювання параметрів і характеристик із енергетичної групи широке розповсюдження отримали теплові (калориметричні, термопарні, болометричні), а також фотоелектричні (фотодіодні) принципи перетворення, рідше використовуються пондеромоторні перетворювачі.

Для вимірювачів малої потужності важливим є рівень шумів, який дає можливість вимірювати слабкі сигнали. Для вимірювачів енергії імпульсу максимальна частота повторення зазвичай є критичним параметром.

Деякі вимірювачі мають вбудовані можливості для різноманітних статистичних обчислень. Більш складні вимірювачі енергії можуть визначати величини повної дози, потоку, радіометричні параметри.

Крім перелічених, існує ще велика кількість міркувань, які можуть вплинути на вибір вимірювача. Наприклад, у польових умовах може виявитися найважливішим розмір та вага вимірювача, при розміщенні в апаратурі може знадобитися можливість зовнішнього програмування та ін.

У випадку вимірювання просторових параметрів широкоапертурних пучків з високою інтенсивністю випромінювання найбільші складнощі пов'язані з низькою променевою стійкістю та малою апертурою більшості перетворювачів. У значній мірі цих недоліків позбавлені вимірювальні системи з просторовим розподілом взаємодії з ПВП, наприклад, на основі болометричних решіткових перетворювачів, які дозволяють створювати вимірювачі прохідного типу з малими втратами енергії основного пучка.

1.2. Потужні лазери

Більшість потужних лазерів [1, 79-83], які використовуються на теперішній час у різних технологічних процесах, випромінює в інфрачервоному діапазоні. До таких типів лазерів належать газорозрядні, газодинамічні, діодні, волоконні, хімічні, лазери на вільних електронах, установки для лазерного термоядерного синтезу та і т.п.

Найбільш розповсюдженими типами потужних газодинамічних (газорозрядних) лазерів є CO_2 -лазери, які генерують, здебільшого, на довжинах хвиль від 9,4 до 10,6 мкм. Замість CO_2 в якості робочої речовини можуть використовуватися інші гази, наприклад, N_2O , COS , CS_2 і CO . Довжина хвилі випромінювання в цьому випадку складає близько 5 мкм. Потужність випромінювання газодинамічних лазерів може досягати декількох мегават.

Діодні лазери з потужністю до декількох кіловат генерують у діапазоні довжин хвиль від 800 нм до 1 мкм. Такі лазери використовуються, здебільшого, при зварюванні і паянні пластмас та напівпровідників.

Широке розповсюдження отримують волоконні лазери, які завдяки своїй надійності та непримхливості в експлуатації знаходять все більше сфер для використання. Такі лазери не потребують юстування і можуть генерувати лазерне випромінювання з потужністю до 60 кВт на довжині хвилі 1,54 мкм.

Одним з найбільш потужних безперервних лазерів є хімічні лазери. Випромінювання таких лазерів формується при швидкому змішуванні надзвукових потоків хімічно активних речовин. Найчастіше такими речовинами є фтор і водень або дейтерій. Такі лазери мають випромінювання з довжиною хвилі 2,7-4,1 мкм. Потужність хімічних лазерів може досягати декількох мегават.

Випромінювання в лазерах на вільних електронах формується поряд з електромагнітами з поперемінними полюсами, через які пропускається прискорений пучок електронів. Коливаючись, електрони випромінюють енергію та формують лазерний пучок у відкритому резонаторі.

Варіюючи параметри електромагнітів та їх взаєморозподіл, можна міняти параметри лазерного пучка у широкому динамічному та спектральному діапазонах. Так, діапазон потужності становить від 100 кВт до 10 МВт, а довжини хвилі становить від 5 до 18 мкм.

На сьогодні альтернативою CO₂-лазерам при обробці матеріалів є твердотілі лазери (зокрема YAG-лазер та волоконний лазер), які генерують у 1 мкм діапазоні довжин хвиль. Більш короткий діапазон довжин хвиль має переваги у порівнянні з 10 мкм: більш високе поглинання металами, можливість використання оптоволоконних кабелів (для потужних лазерних пучків з довжинами хвиль близько 10 мкм відсутні оптоволоконні системи), а також потенційно більш висока якість пучків. Однак переважна більшість переваг не реалізується через значно більшу вартість реалізації. По цій причині CO₂-лазери до цих пір домінують у виробництві, особливо при обробці деталей

завтовшки більше декількох міліметрів. Однак таке становище у майбутньому може змінитися з розвитком високопотужних TDL-лазерів (tunable diode laser) та удосконаленням оптоволоконних кабелів разом з технологіями підвищення якості пучків таких лазерів [77, 78]. В табл.1.1 представлені параметри та характеристики основних типів потужних технологічних лазерів.

Таблиця 1.1

Параметри та характеристики потужних лазерів

Лазери	Параметри			
	довжина хвилі випромінювання, мкм	діаметр променя, мм	потужність випромінювання	енергія випромінювання
Газорозрядні	10,6	10 - 100	1 Вт - 10 кВт	–
Газодинамічні	5 - 18	100 - 1000	100 кВт - 10 МВт	–
Діодні	0,8 - 0,98	Промінь формується матрицею випромінювачів	10 Вт - 1 кВт	–
Волоконні	0,8 - 1,5	Промінь формується матрицею випромінювачів	1 - 50 кВт	–
Хімічні	1,315 - 4,1	200 - 2000	50 кВт - 10 МВт	–
На вільних електронах	5 - 18	$10^2 - 100^3$	100 кВт - 10 МВт	–
Лазерний термоядерний синтез	0,4 - 1,06	10 - 100	–	10 кДж - 2 МДж

1.3. Приймачі (датчики) інфрачервоного випромінювання

Для забезпечення роботи різноманітних лазерних систем необхідно постійно контролювати параметри лазерного випромінювання, а розвиток

лазерних технологій та їхнє використання в різних галузях приводить до необхідності створення нових, а також постійного розвитку та удосконалення існуючих приймачів випромінювання, а також методів вимірювання параметрів та характеристик лазерного випромінювання. Для потужних лазерів, що працюють здебільшого в інфрачервоному діапазоні довжин хвиль особливо важливо удосконалювати існуючі і розробляти нові більш ефективні інфрачервоні перетворювачі.

Інфрачервоний (ІЧ) діапазон покриває все електромагнітне випромінювання з більшою довжиною хвилі, ніж у видимого випромінювання, але коротше, ніж міліметрові хвилі. Була запропонована та опублікована велика кількість варіантів розділу ІЧ-діапазону. Одним із варіантів розділення ІЧ-діапазону є його розділ, виходячи зі спектральних границь роботи основних ІЧ-приймачів [84, 85, 23] (табл.1.2).

Таблиця 1.2

Класифікація інфрачервоного випромінювання

Назва діапазону	Абревіатура	Діапазон довжин хвиль, мкм
1	2	3
Ближній ІЧ-діапазон	NWIR (NIR)	0,7-1
Короткохвильовий ІЧ-діапазон	SWIR	1-3
Середньохвильовий ІЧ-діапазон	MWIR (IR)	3-6
Довгохвильовий ІЧ-діапазон	LWIR	6-15
Наддовгохвильовий ІЧ-діапазон	WLWIR	15-30
Дальній ІЧ-діапазон	FIR	30-100

Так, випромінювання з довжиною хвилі 1 мкм є границею чутливості популярних кремнієвих приймачів. Аналогічно, випромінювання з довжиною хвилі 3 мкм визначає границю чутливості PbS- та InGaAs-приймачів; довжина хвилі 6 мкм є границею чутливості приймачів на InSb, PbSe, PtSi, а також для адаптованих для вікна прозорості атмосфери (3-5 мкм) кадмій-ртуть-телур (КРТ) приймачів. Випромінювання з довжиною хвилі 15 мкм є довгохвильовою границею чутливості КРТ приймачів, оптимізованих для атмосферного вікна прозорості 8-14 мкм.

Інфрачервоне випромінювання вперше було відкрито Вільямом Гершелем під час вимірювання температури сонячного світла, що пройшло через елементарний монохроматор. Наступні роботи Кірхгофа, Стефана, Больцмана та Релея дозволили Максу Планку відкрити добре відомий зараз закон Планка.

Традиційно технології ІЧ-приймачів розроблялися для військових цілей, однак частка цивільних розробок постійно зростає, особливо останнім часом [84-88]. Так ІЧ-технології використовуються в медицині, промисловості, геології, екології. Термографія в медицині використовує ІЧ-сканери тіла для виявлення ракових пухлин, а також різних травм, які приводять до підвищення температури поверхні тіла [89]. Пошук корисних копалин проводиться за ІЧ-зображеннями, які отримують зі супутників. Виявлення джерел втрат тепла в будинках та під час виробничих процесів здійснюється ІЧ-сканерами. Так, завдяки ефективності ІЧ-технологій потреби в їх застосуванні постійно зростають і поширюються сфери застосування, наприклад, для моніторингу забруднення навколишнього середовища та змін клімату, довгострокових прогнозів врожайності, ІЧ-спектроскопії, ІЧ-астрономії, для розробок у галузі безпеки дорожнього руху тощо [19, 90-97].

Датчики інфрачервоного діапазону можна поділити на дві групи – теплові детектори та фотонні детектори (рис 1.1) [99-104]. Принцип роботи всіх датчиків інфрачервоного діапазону полягає в зміні електричних характеристик матеріалу приймача під дією енергії теплового випромінювання, що поглинається приймачем [99-102].

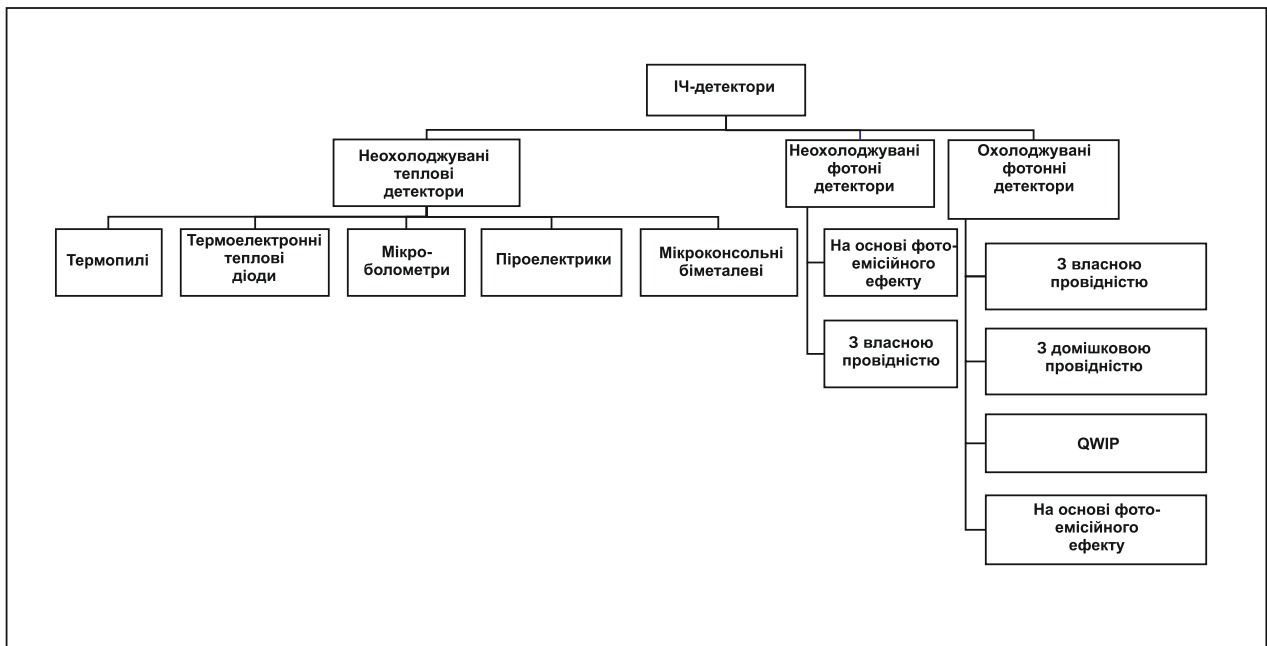


Рис. 1.1. Класифікація інфрачервоних датчиків

Виробники систем вимірювання параметрів часто розробляють універсальну систему вимірювань для різних динамічних, спектральних діапазонів, узгоджену з цілим набором первинних вимірювальних перетворювачів. На рис 1.2 представлений вимірювач енергетичних параметрів лазерного випромінювання LabMax-TOP фірми Coherent з трьома різними первинними перетворювачами.



Рис. 1.2. Вимірювач LabMax-TOP з трьома різними первинними перетворювачами (зліва направо): OP-2 фотодіодний, LM-45 термопарний, J-50MB-HE піроелектричний

1.3.1. ПЧ-приймачі напівпровідникового типу

Найбільший розвиток здобули ПЧ-приймачі напівпровідникового типу, які належать до фотонних або квантових приймачів [105-107]. Фотонні приймачі випромінювання забезпечують перетворення падаючого потоку фотонів на електричний сигнал за рахунок безпосередньої взаємодії фотонів з електронною підсистемою матеріалу приймача. Вихідний електричний сигнал, що спостерігається, є результатом зміни розподілу енергії електронів [108].

Здатність до виявлення у фотонних приймачів приблизно на два порядки вище, ніж у теплових. Це дозволяє використовувати великі апертурні числа при проектуванні камер. Відгук фотонних приймачів на одиницю потужності падаючого випромінювання залежить від довжини хвилі падаючого випромінювання. Такі приймачі демонструють дуже добре відношення сигнал/шум, а також відрізняються високою швидкістю. Фотонні детектори на основі фотоемісійного ефекту, а також з власною або домішковою провідністю можуть бути як неохолоджувані, так і охолоджувані (рис. 1.3). Останнім часом стали інтенсивно розвиватися інфрачервоні охолоджувані датчики фотонного типу на квантових ямах (Quantum Well Infrared Photodetector - QWIP) [98, 109-111].

В залежності від природи взаємодії фотонні приймачі прийнято поділяти на декілька підтипів. Це приймачі з власною провідністю, приймачі з домішковою провідністю, фотоемісійні приймачі (метал-кремнієві бар'єри Шотткі) та приймачі на квантових ямах [109-113].

Для ідеальних фотоелектричних приймачів випромінювання сигнал буде зростати зі зменшенням довжини хвилі падаючого потоку фотонів, енергія якого підтримується на постійному рівні. Зі збільшенням довжини хвилі енергія кожного фотону зменшується і при певній довжині хвилі буде вже недостатньою для збудження носіїв заряду: сигнал приймача буде різко зменшуватись. Цю довжину хвилі, за якою приймач стає нечутливим, називають точкою відсічки.



Рис. 1.3. Екземпляри одноелементних охолоджуваних та неохолоджуваних фотодетекторів фірми Vigo System

Найбільш відомі елементарні напівпровідники – кремній та германій мають точки відсічки відповідно при довжинах хвиль 1,1 і 1,8 мкм. Ширина забороненої зони у подвійних сполуках сульфїду та селенїду свинцю (PbS, PbSe), арсенїду індію (InAs) та антимонїду індію (InCb) вужча, ніж у Si і Ge. Вони мають власну фотопровідність, яка сягає довгохвильової границі 2,9; 5,4; 3,2 і 5,4 мкм відповідно для PbS, PbSe, InAs і InCb [114-116].

Значні зусилля були здійснені у напрямку створення приймачів випромінювання з власною провідністю для області спектра в діапазоні довжин хвиль 8-12 мкм [117]. У 60-70-х роках були отримані так звані «потрійні сполуки» телурид ртуті-кадмію (HgCdTe) і телурид свинцю-олова (PbSnTe) [118], що представляють собою напівпровідниковий сплав, ширина забороненої зони якого залежить від кількісного вмісту складових компонентів у суміші (рис. 1.4).

На початку XXI століття почалась розробка третього покоління матричних фотоприймачів (МФП) на основі гетероепітаксїальних структур (ГЕС) телуриду кадмію-ртуті ($CdxHg_{1-x}Te$, КРТ), що працюють в інфрачервоній спектральній області [119, 120]. На сьогодні продовжується

промислове освоєння удосконалених фокальноплоских великоформатних інфрачервоних фотодіодних матриць: з числом 1000×8 елементів – для лінійок, що скануються по довжині; з числом 2000×2000 елементів – для великих матриць.

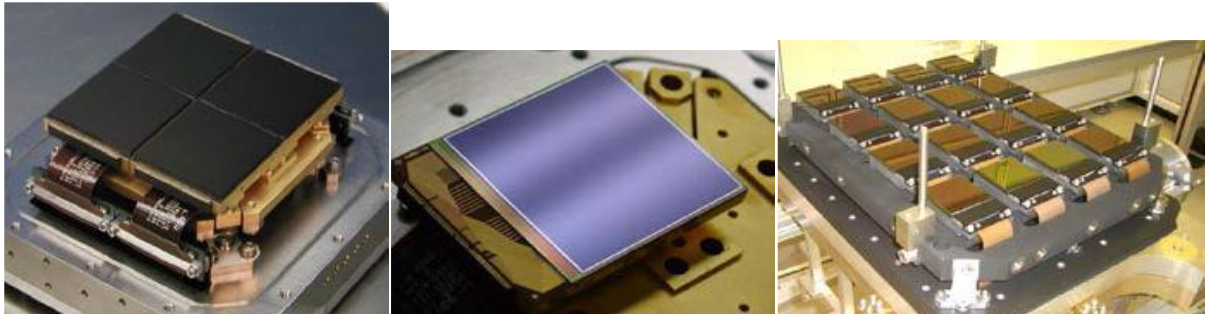


Рис. 1.4. Приклади великоформатних HgCdTe фотодетекторів фірми Hawaii, які використовуються в астрономічних обсерваторіях

Зараз переважна більшість сучасної оптоелектронної апаратури інфрачервоного діапазону спектра створюється з використанням фотоприймачів на основі твердого розчину телуридів кадмію і ртуті (КРТ). Вузькозонний напівпровідниковий твердий розчин КРТ займає головне місце серед матеріалів для виробництва сучасних МФП, незважаючи на технологічну складність і високу вартість цього матеріалу [106]. Основними причинами є унікальні властивості $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. КРТ для різних діапазонів ІЧ-випромінювання створюється простою зміною відношення кадмію і ртуті в цьому твердому розчині: діапазон – 1-2,5 мкм при $x \approx 0,4$; 3-5 мкм при $x \approx 0,3$; 8-12 мкм при $x \approx 0,2$. Змінюючи кількісні відношення елементів у сплаві HgCdTe, можна отримувати граничну довжину хвилі, що безперервно змінюється в широкому діапазоні довжин хвиль від 1 до 30 мкм.

Для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ характерна прямозонна структура, яка обумовлює високі значення коефіцієнта поглинання оптичного випромінювання. Мала ефективна маса і висока рухливість електронів, довгий час життя носіїв заряду забезпечують швидкодію приборів на основі КРТ, а відносно невелика

діелектрична проникність дозволяє МФП функціонувати у фотодіодному режимі при невеликих напругах зсуву [108].

Фотоприймачі з КРТ на всі спектральні діапазони можуть виготовлятися за єдиною планарною технологією. КРТ може бути як n-типу провідності з малою концентрацією носіїв, так і p-типу з високою структурною досконалістю. Це забезпечує можливість створення як високоефективних фоторезисторів на діапазон до 15 мкм і більше, так і фотодіодів з високою швидкодією. КРТ може вирощуватися як у вигляді монокристалів, так і у вигляді тонких епітаксціальних шарів на прозорих у потрібних областях спектра підкладках, що забезпечує можливість створення великоформатних діодних фоточутливих матриць. Фотоприймачі на основі КРТ мають значно більшу стійкість до проникаючого випромінювання завдяки більшій дефектності структури, ніж пристрої на основі антимоніду індію, кремнію та інших напівпровідникових матеріалів.

Незважаючи на те, що твердий розчин $Cd_xHg_{1-x}Te$ є найбільш чутливим та ефективним напівпровідниковим матеріалом для матричних фотоприймачів, слабкий міжатомний зв'язок Hg–Cd та висока енергія дисоціації молекул Te_2 призводять до виникнення ростових та структурних дефектів у процесі епітаксціального вирощування шарів КРТ. Дефекти негативно впливають на роботу МФП. Дефекти та структурні недосконалості епітаксціальних шарів сприяють створенню у забороненій зоні напівпровідникового матеріалу «пасток», що суттєво погіршує однорідність розподілу фоточутливості елементів по площі матриць та знижує фотоелектричні параметри МФП. Тому проблема дефектності КРТ стала основною при виготовленні великоформатних фотодіодних матриць, особливо з малим (15–20 мкм) кроком елементів.

Іншим способом зсуву порогу у бік більш довгих хвиль для напівпровідникових матеріалів з широкою забороненою зоною є введення інших чистих напівпровідників у невеликій кількості домішок. У результаті легування первинного матеріалу домішками у забороненій зоні з'являються енергетичні рівні домішки. Атоми домішки, енергетичні рівні яких розташовані

поблизу валентної зони, здатні забирати (акцептувати) електрони з основної речовини. Дірки, що виникають при цьому у валентній зоні, стають носіями заряду. Подібна провідність називається домішковою фотопровідністю та спостерігається у тому випадку, коли енергія падаючих фотонів недостатня для створення електронно-діркової пари при переході з валентної зони у зону провідності, але її вистачає для того, щоб збудити атом домішки до стану, коли виникає вільна дірка та зв'язаний на акцепторному рівні електрон, а також вільний електрон та зв'язана дірка на донорному рівні. Довгохвильова границя домішкової фотопровідності визначається шириною вузької енергетичної зони між валентною зоною і акцепторним рівнем або між донорним рівнем і зоною провідності.

Для створення приймачів випромінювання з областю спектральної чутливості, що відповідає «атмосферному вікну» в інтервалі довжин хвиль 8-14 мкм, в якості основної кристалічної решітки чутливого елемента використовують Ge, а в якості домішки – Hg. У фотоприймачів з домішковою провідністю на основі Si легуючою домішкою можуть бути Cu, B, Al, P, As, Sb. Довгохвильова границя цих приймачів змінюється в межах довжин хвиль від 16 до 30 мкм. Фотопровідність напівпровідників з власною та домішковою провідністю полягає в зміні електропровідності матеріалу під дією падаючого на нього інфрачервоного випромінювання та вимірюється за допомогою електродів, приєднаних до зразка.

Розглянуті вузькозонні напівпровідники з власною провідністю та напівпровідники з домішковою провідністю, придатні для реєстрації довгохвильового випромінювання, при даній температурі будуть мати тим більше носіїв, збуджених термічним способом, чим вужче їх заборонена зона. На фоні цих теплових носіїв можуть загубитися носії, збуджені фотонами. Якщо зменшити теплові коливання кристалічної решітки шляхом охолодження напівпровідникового матеріалу, кількість теплових носіїв струму може бути знижена навіть для вузькозонних фотопровідників.

При реєстрації теплового випромінювання за допомогою фотоприймачів приймач стає недієздатним при робочій кімнатній температурі. Це викликано тим, що електричні ефекти пов'язані з виникненням носіїв струму у напівпровіднику під дією падаючих фотонів. Для матеріалу з широкою забороненою зоною лише окремі електрони за рахунок теплового руху зможуть подолати цей бар'єр. Однак цей процес вивільнення носіїв набуває надзвичайно важливого значення, коли енергія активації носіїв зменшується.

Необхідний ступінь охолодження приймача залежить від величин мінімальною енергії, достатньої для вивільнення носіїв для даного матеріалу, тобто від ширини його забороненої зони. Вважається, що приймачі, які мають довгохвильову границю fotocутливості в ближньому інфрачервоному діапазоні до 3 мкм, ще можуть працювати при кімнатній температурі. Для приймачів з довгохвильовою границею 4–5 мкм вже потрібно охолодження до температури сухого льоду (195 К). Приймачі, що працюють на основі власного фотоефекту і є чутливими в інтервалі довжин хвиль 8–14 мкм, повинні охолоджуватися до температури рідкого азоту (77 К). Приймачі, точки відсічки яких лежать в області великих довжин хвиль, необхідно охолоджувати до ще більш низьких температур. Для приймачів з довгохвильовою чутливістю до 30 мкм охолодження здійснюється до температури рідкого гелію (4,2 К).

У детекторів фотонного типу краще співвідношення сигнал/шум та висока швидкодія. Однак фотонні детектори потребують глибокого кріогенного охолодження. Охолодження на теперішній час є основною перешкодою для більшого розповсюдження використання ІЧ-систем, які включають напівпровідникові фотодетектори. Необхідність охолодження призводить до того, що вимірювальні системи стають громіздкими, важкими, мають велику вартість та є незручними в використанні. Крім того, якщо ресурс роботи самої матриці фотоприймача фотонного детектора може визначатися десятиріччями, то ресурс охолоджувача не перевищує 30 тисяч годин роботи (у найкращих моделей), після чого охолоджувач потрібно замінити. Все це призводить до удорожчання сенсорів даного типу у порівнянні з тепловими детекторами, а

також до збільшення вартості їх експлуатації. Тем не менше критерій вартості, як правило, не є визначальним у вибагливих застосуваннях, де використовуються приймачі фотонного типу.

1.3.2. Теплові приймачі

До другого класу ІЧ-приймачів відносяться теплові приймачі. У теплових приймачах падаюче випромінювання поглинається, що призводить до зміни температури матеріалу приймача, в результаті чого змінюються певні фізичні властивості матеріалу та генерується вихідний електричний сигнал. Приймальний елемент теплового приймача має певну затримку, що пов'язано з відтіканням тепла. Найчастіше теплові приймачі в доволі широкому діапазоні практично не залежать від довжини хвилі падаючого випромінювання; їхній сигнал залежить від потужності падаючого випромінювання (або від швидкості її зміни) і в значно меншому ступені від спектральної складової.

Відомо декілька типів теплових приймачів: болометри, в яких при зміні температури змінюється електричний опір чутливого елемента; термоелементи, в яких виникає термоелектрорушійна сила ланцюга, що складається з двох різнорідних матеріалів, при нагріванні місця їх спаювання; піроелектричні приймачі, в яких реєструються прирости поверхневого заряду піроелектричного матеріалу при зміні його температури в процесі нагрівання випромінюванням; оптико-акустичні, в основі яких лежить здатність до збільшення об'єму газу при підвищенні температури.

На відміну від фотонних приймачів теплові приймачі зазвичай працюють при кімнатній температурі без охолодження. Теплові приймачі мають відносно невелику чутливість і швидкодію, але вони дешеві та зручні у використанні. Найбільше розповсюдження отримали болометричні, піроелектричні приймачі та термопари [100, 102].

До кінця 90-х років минулого сторіччя теплові приймачі використовувалися значно менше у комерційних та військових системах у порівнянні з фотонними приймачами. Причиною такого розподілу було те, що

теплові приймачі значно повільніші та менш чутливі у порівнянні з фотонними. В результаті досліджень теплових приймачів ученими у всьому світі було незрівнянно менше, ніж досліджень фотонних приймачів [121, 122].

Однак в останні роки було доведено, що виключно якісні зображення можуть бути отримані за допомогою теплових матричних приймачів, що працюють без охолодження. Швидкість теплових приймачів прийнятна для несканованих зображень двомірними (2D) приймачами. Невисока чутливість теплових приймачів може компенсуватися великою кількістю елементів у 2D решітках [122, 124].

На теперішній час в астрономії для виявлення електромагнітного випромінювання найкращими приймачами вважаються болометри [121, 122]

Неохолоджувані решітки фокальної площини (focal plane arrays (FPA), які виготовляються на базі теплових приймачів, можуть дати новий поштовх до розвитку теплових перетворювачів [123].

Компанія Tanner Research (США) запропонувала болометр нового типу – наноболометр, в якому поглинання випромінювання проходить у металевих наночастинках, які працюють як оптичні резонатори. Резонансні частоти залежать від матеріалу часток, їх розмірів та форми. ІЧ-випромінювання, яке падає на них, викликає зміну електричного поля навколо наночастинок. Цей принцип був реалізований на прикладі одноелементного болометра для довжини хвилі випромінювання 1,5 мкм [114]. В роботі наводяться дані про розробку приймачів на основі PbSe, що отримують охолодженням з парової фази. Формат дослідницьких зразків досягав 32x32, а частота кадрів – більше 2 кГц. Перевагами таких приймачів є висока швидкодія, відсутність охолодження, сумісність з технологією кремнієвих комплементарних структур метал-оксид-напівпровідник, однорідність пікселів, невисока вартість.

Принцип роботи піроелектричних ПВП ґрунтується на використанні піроелектричного ефекту, який спостерігається у деяких нецентросиметричних кристалів при їх нагріванні та проявляється появою зарядів на гранях кристалу, перпендикулярних полярній осі [125-129]. Якщо виготовити невеликий

конденсатор та між його обкладинками розташувати піроелектрик, то зміна температури, обумовлена поглинанням випромінювання, буде проявлятися у вигляді зарядів на обкладинках цього конденсатора, які можуть бути зареєстровані.

Вихідний сигнал піроелектричного приймача пропорційний швидкості зміни температури dT/dt приймального елемента. Тому сигнал на його виході може з'явитися тільки при змінному вхідному сигналі, що призводить до необхідності модуляції випромінювання [130].

Піроелектричні приймачі мають високу чутливість за безперервною потужністю (до 10^{-12} Вт) та імпульсною енергією (до 10^{-8} Дж), великий динамічний діапазон ($10^{-8} \dots 10$ Дж) та широкий спектральний діапазон (0,4...10,6 мкм). Серед вимірювачів малих та дуже малих потужностей випромінювання найбільшого розповсюдження набули піроелектричні приймачі на основі титаніту барію, триглінусульфату і кераміка цирконат-титанату барію та свинцю. Приймальний елемент такого ПВП являє собою пласкопаралельну пластину з нанесеними на обидва боки електродами. На опромінюваний бік пластини наносять поглинаюче покриття або напівпрозорий електрод.

Інерційність таких приймачів визначається постійною часу вхідного RC -ланцюга підсилювача сигналу. А так як для збільшення чутливості вхідний опір цього підсилювача роблять більшим (сотні і тисячі МОм), то величина постійної часу сягає значення у декілька секунд. Тому високочутливі піроелектричні приймачі мають велику інерційність.

Розвиток технологій виготовлення теплових приймачів [122, 125, 131, 132] сприяв ряду переваг, завдяки чому теплові детектори починають посідати домінуюче положення у кількісному відношенні. До таких переваг належать відносна простота конструкції, відсутність необхідності використання охолоджувача. Для піроелектриків і термопилів відсутність необхідності живлення і температурної компенсації приводить до значного зниження шумів. Всі ці особливості у підсумку приводять до більш низької вартості виготовлення та обслуговування теплових детекторів.

Однак теплові датчики мають і ряд недоліків. До них можна віднести конструктивні і технологічні складності термоізоляції первинних детекторів один від одного і від підкладки матричних приймачів, чутливість до коливань температури та вібрацій, інерційність спектрального відгуку і невисоку однорідність зображення.

Досягнутий на теперішній час для теплових приймачів температурний еквівалент шуму (NETD - Noise Equivalent Temperature Difference) 40-50 мК для апертурного числа 1 є дуже добрим результатом, але значно поступається температурному еквіваленту шуму фотонних детекторів, для яких він може досягати 10-20 мК. Недоліком теплових приймачів є збільшення NETD з ростом апертурного числа, що призводить до погіршення метрологічних характеристик теплових приймачів на довгих дистанціях для вимірювання параметрів малопотужного випромінювання, тоді як для охолоджуваних фотонних детекторів показник NETD практично не змінюється у широких границях часу інтегрування. В цьому випадку необхідно використовувати оптику великого розміру, вартість якої в інфрачервоному діапазоні зростає пропорційно кубу лінійного розміру. В цьому випадку втрачаються основні переваги теплових детекторів. У залежності від запланованого використання сенсорів ці недоліки можуть стати вирішальними при виборі детекторів.

Підсумок порівняння основних типів ІЧ-приймачів можна представити у вигляді таблиці [86] (табл.1.3 Таблица 1.3).

Таблиця 1.3

Порівняння ІЧ-приймачів

Тип приймача	Переваги	Недоліки
1	2	3
Теплові	Легкі, міцні, надійні, недорогі, працюють при кімнатних температурах	Невисока чутливість, мала швидкодія

1	2	3
Фотонні з власною провідністю	Добре вивчені теоретично і експериментально, нескладна зміна забороненої зони, висока чутливість і швидкодія	Велика діелектрична проникність, неоднорідність розподілу по великій площі приймача, висока вартість
Фотонні з домішковою провідністю	Можливість працювати у наддалекому ІЧ-діапазоні, відносно проста технологія виготовлення	Необхідність охолодження до наднизьких температур
Приймачі на квантових ямах	Відпрацьована технологія вирощування матеріалу, однорідність розподілу	Невисока квантова ефективність, складне виготовлення приймача, чутливість до сполучених елементів

1.4. Вимірювання параметрів потужних лазерів

Визначення параметрів високопотужних лазерних пучків передбачає додаткові вимоги до засобів вимірювання. У більшості випадків датчики не витримують високих щільностей інтенсивності та потребують попереднього ослаблення випромінювання. У великій кількості систем використовуються оптичні ослаблювачі. Хоча ослаблення є тривіальною задачею, використання непідходящих методів може приводити до виникнення ряду проблем [133]:

- деякі ослаблювачі мають не дуже добру оптичну якість або можуть погіршувати якість пучка завдяки ефектам інтерференції;

- поглинаючі фільтри можуть погіршувати якість пучка при високих рівнях потужності, коли з'являються теплові ефекти;
- не рекомендується використовувати при вимірюваннях параметрів якості пучка дзеркала з діелектриків, тому що остаточна проникність може чітко залежати від положення на дзеркалі;
- багато методів дозволяють послаблювати випромінювання доволі грубо та не створюють можливості покрокового ослаблення, що стає на перешкоді досягнення оптимального рівня потужності на приймачі;
- будь-який додатковий пристрій призводить до певної зміни параметрів, що вимірюються.

Тонкодротяні болометричні вимірювачі, будучи вимірювачами прохідного типу та поглинаючи соті частки інтенсивності лазерного пучка, дозволяють проводити вимірювання параметрів інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання без використання різноманітних методів ослаблення, не перериваючи технологічний процес, що є безумовною перевагою такого роду приймачів. Тонкодротяні болометри здатні працювати у широкому спектральному діапазоні, при цьому вони мають певні переваги перед іншими видами ПВП при вимірюванні параметрів лазерного випромінювання у середньому та дальньому інфрачервоному діапазонах.

Болометричні решіткові перетворювачі на відміну від матричних перетворювачів не створюють можливості безпосередньо вимірювати відносний розподіл щільності потужності або енергії випромінювання. На відміну від інших типів багатоелементних перетворювачів сигнали від болометричного профільного вимірювача є дискретним представленням проекції функції розподілу в напрямку осей болометрів.

Прикладом вимірювача прохідного типу може служити решітковий болометричний вимірювач середньої потужності випромінювання (рис. 1.5). Такий вимірювальний перетворювач виконаний у вигляді двох рідких решіток з тонких металевих дротинок, які перекривають весь переріз пучка

випромінювання та з'єднані послідовно [134]. Невелика частина енергії лазерного пучка поглинається у болометрах і нагріває їх. Опір болометрів змінюється. Відносна зміна опору пропорційна потужності випромінювання, що потрапило на решітку.

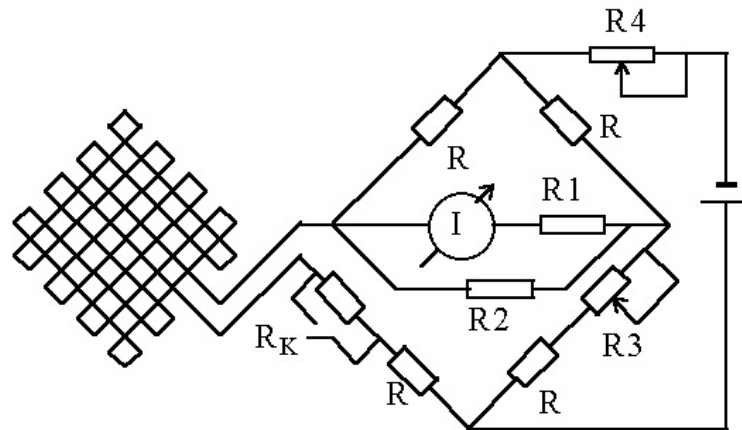


Рис. 1.5. Решітковий болометричний вимірювач лазерного випромінювання

Вперше такі первинні перетворювачі були запропоновані В. М. Кузьмичовим та Ю. М. Латиніним у ХНУ ім. В. Н. Каразіна [134]. На кафедрі квантової радіофізики були обґрунтовані і створені решіткові болометричні вимірювачі енергетичних параметрів лазерного випромінювання, здатні працювати у широкому спектральному діапазоні, витримувати високі щільності інтенсивності випромінювання, є доволі малоінерційними та не мають обмежень щодо максимального розміру площі вихідної апертури. Такий пристрій складається з декількох дротяних решіток, розташованих на шляху розповсюдження лазерного пучка. Діаметр дротинки – декілька десятків мікрометрів. Елементи решітки нагріваються випромінюванням, що потрапляє на них, і змінюють свій опір, тобто працюють як болометри. Сумарна зміна опору решіток пропорційна потужності безперервного випромінювання або енергії імпульсу. Для обґрунтування роботи решіткових приймачів були вивчені питання взаємодії електромагнітного випромінювання з тонкими

металевими дротинками – залежність поглинання від показника заломлення матеріалу, довжини хвилі випромінювання, характеру його поляризації, кута падіння на циліндр випромінювання [135-145]. У створенні решіткових болометричних вимірювачів безперервної та квазібезперервної потужності брали участь М. П. Перепечай, О. В. Золотайкін, О. Б. Катріч, О. В. Худошин, В. П. Балкашин, І. О. Приз [134-220]. Був виявлений та досліджений новий фізичний ефект – аномально велике поглинання електромагнітного випромінювання у дуже тонких провідних волокнах. Цей ефект може знайти застосування при створенні захисних покриттів у мікрохвильовому діапазоні. Якщо вимірювати опір кожного з болометрів у декількох решітках, розташованих під різними кутами до вертикалі, можна знайти розподіл інтенсивності у поперечному перерізі пучка випромінювання та інші його характеристики. Для цього необхідно використовувати математичну обробку сигналів з приймача, що подібна до тієї, яка використовується у комп'ютерній томографії. На основі цих розробок фірма Prometec (Німеччина) випустила два типи решіткових вимірювачів – Laserscope UFC 60 та Laserscope UFC 80.

В наближенні геометричної оптики були отримані вирази і проведені розрахунки коефіцієнтів поглинання металевих еліптичних циліндрів з відомим комплексним показником переломлення при довільному падінні плоскої електромагнітної хвилі з довільним напрямком лінійної поляризації випромінювання [136, 140]. Були пояснені отримані залежності. За відомим виразом для факторів ефективності взаємодії плоскої електромагнітної хвилі з поглинаючим металевим циліндром були обраховані залежності фактора ефективності поглинання для довжини хвилі близько 10 мкм нікелевого циліндра, що має доволі великі показники заломлення та поглинання, від кута падіння і напрямку лінійної поляризації випромінювання, а також від відношення діаметра циліндра до довжини хвилі. Були вивчені властивості розсіяного поля при дифракції випромінювання на поглинаючому циліндрі, коли відношення його діаметра до довжини хвилі менше одиниці. Завдяки тому, що фактор ефективності поглинання залежить від стану поляризації

падаючого на нього випромінювання, був обґрунтований метод вимірювання стану поляризації при використанні трьох болометричних решіток [149]. Отримуючи профільний розподіл інтенсивності у деяких кутових напрямках у перерізах оптичного пучка, знімаючи сигнали з кожного болометричного елемента, обґрунтовані методи визначення розподілу щільності інтенсивності випромінювання [151, 158, 160, 161, 186, 187, 190, 194, 206, 210, 213, 217] і фази [170, 207, 209, 216, 220] у даному перерізі пучка. При суттєвій щільності інтенсивності лазерного випромінювання болометричні елементи значно підвищують свою температуру, в результаті чого з'являється нелінійність їх характеристики перетворення, яка викликається температурними залежностями їх основних фізичних параметрів і посилюється нерівномірним розподілом падаючої оптичної енергії по довжині болометрів [164-166, 177, 182]. Нелінійність характеристики перетворення болометра призводить до суттєвих систематичних похибок параметрів лазерного випромінювання, що вимірюються.

Для отримання функції розподілу за результатами профільних вимірювань необхідно розв'язати зворотну задачу – відновити шукану функцію за набором її проекцій. Існує багато різних алгоритмів для розв'язання цієї зворотної задачі, але для використання в автономній автоматизованій вимірювальній системі необхідні методи, які потребують мінімального об'єму пам'яті та забезпечують найбільшу швидкодію.

У більшості випадків для опису пучка випромінювання достатньо знати тільки його інтегральні просторово-енергетичні параметри. Для ефективної автоматизації діагностики лазерних пучків необхідне використання просторово-енергетичних параметрів випромінювання, які мають однозначний аналітичний зв'язок з функцією розподілу пучка. Існування однозначного аналітичного зв'язку між функцією розподілу інтенсивності та інтегральними параметрами пучка дозволяє використовувати для їх вимірювання та управління лазерним пучком мікропроцесорні системи управління і контролю.

Ця задача особливо актуальна при використанні технологічних лазерів, які набувають широкого застосування у найрізноманітніших галузях.

1.5. Методи вимірювання поляризації

При розробці і створенні потужних лазерних джерел, що є невід'ємною частиною сучасного приладобудування, а також у різноманітних технологічних процесах часто доводиться вимірювати і постійно контролювати параметри поляризації випромінювання.

Прилади, що вимірюють параметри поляризації лазерного випромінювання, можна умовно класифікувати за такими ознаками як вимірюваний параметр поляризації, спосіб його вимірювання, розташування відносно оптичного тракту і режим випромінювання, що досліджується. В залежності від вимірюваного параметра поляризаційні прилади поділяються на три групи: для визначення типу поляризації, що досліджується, для вимірювання ступеня поляризації і позиції плоскості поляризації або параметрів еліптичності, а також для вимірювання параметрів Стокса [222, 223].

В залежності від способу вимірювання поляризаційні прилади поділяються на дві групи: суб'єктивні або візуальні; об'єктивні з перетворенням оптичного сигналу на електричний сигнал і з виведенням інформації на стрілочні, цифрові та інші пристрої.

В залежності від розташування відносно оптичного тракту поляризаційні прилади поділяються на прилади, що перекривають оптичний тракт («глухого типу»), і прилади «прохідного» типу.

Відносно режиму випромінювання, що досліджується, поляризаційні прилади можна розподілити на поляриметри, призначені для дослідження випромінювання лазерів, що працюють у безперервному режимі, і на поляриметри, призначені для лазерів, що працюють в імпульсному режимі.

У більшості методів вимірювання стану поляризації використовуються пластинки і призми. Ці методи ґрунтуються на законах заломлення і відбиття оптичного випромінювання, на властивостях матеріалу, з якого складаються пластинки і поляризатори [224].

Якісні поляризатори виготовляються з двопроренезаломлюючих призм і не можуть використовуватися для світлових пучків з широкою апертурою у зв'язку з обмеженнями, які накладаються принципом дії таких поляризаторів. Зазвичай вони мають апертуру від 5x5 до 10x10 мм. Використання плівкових поляризаторів (поляроїдів), які мають велику апертуру, іноді недопустиме через їх гірші поляризаційні характеристики (меншого ступеня поляризації), знижену променеву стійкість і більш вузький спектр пропускання у порівнянні з призмовими поляризаторами [222-226].

Вимірювання параметрів, які визначають стан поляризації лазерного випромінювання, найчастіше полягає у вимірюванні енергії (потужності) лазерного випромінювання, що пройшло через аналізатор, плоскість пропускання якого створює певні кути з горизонтальним напрямком, або тим, що пройшло через призму або чвертьхвильову пластину (фазову пластину) і аналізатор, плоскості пропускання яких мають певну відносну орієнтацію. Фазова пластина (або призма) повинна створювати різницю фаз між ортогональними лінійно-поляризованими складовими лазерного випромінювання на довжині хвилі лазера, що досліджується.

Наступним приладом для визначення стану поляризації є відбиваючі поляризатори (пластинки), в яких, у залежності від кута відбиття (падіння) виникає часткова або повна поляризація. Вираз для коефіцієнтів відбиття від однієї поверхні діелектрика, який розміщений у вакуумі, був отриманий Френкелем.

Повна поляризація виникає при умові, коли кут між відбитим і заломленим променем становитиме 90° . Такий кут падіння називають кутом повної поляризації або кутом Брюстера.

Аналіз оптичного випромінювання може дати наступні варіанти:

- неполяризоване світло;
- плоскополяризоване світло;
- світло з круговою поляризацією;
- еліптично поляризоване світло;
- неполяризоване світло плюс плоскополяризоване світло;
- неполяризоване світло плюс світло з круговою поляризацією;
- неполяризоване світло плюс еліптично поляризоване світло.

При проведенні дослідження компонентів поляризації невідомого випромінювання на шляху пучка розміщується призма Ніколя або інший поляризатор, який повертають навколо осі променя. Якщо при певній орієнтації поляризатора випромінювання повністю зникає, то воно повністю поляризоване, а кут поляризації буде визначатися з характеристик поляризатора. Якщо обертання поляризатора не приводить до змін у випромінюванні, що спостерігається, або чинить частковий вплив, для отримання визначеності перед поляризатором розміщується чвертьхвильова пластинка, яка обертається. Неповне гасіння світла означає, що пучок світла, яке досліджується, є сумішшю еліптично поляризованого та неполяризованого світла.

У роботі [227] показаний метод визначення поляризації, запропонований у політехнічному університеті Анкони (Італія). В університеті створили вимірювач, який являє собою багат шарову структуру: між двох скляних пластин розташували шар з фоточутливого матеріалу. Шляхом опромінювання вимірювача лазерним випромінюванням з різною поляризацією були отримані зображення, які показані на рис.1.6.

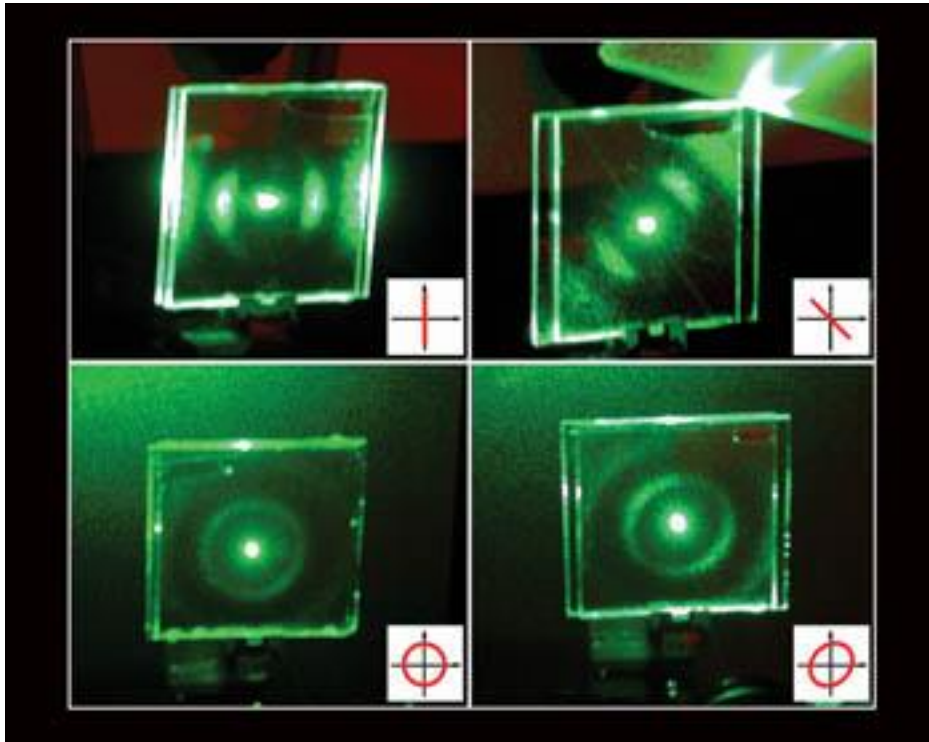


Рис. 1.6. Види поляризацій випромінювання. Діаграми в нижньому куті показують тип кожної поляризації

Падаюче лазерне випромінювання викликає полімеризацію фоточутливого матеріалу, що призводить до збільшення кількості мікроскопічних крапель, які розсіюють лазерний пучок. Закони класичного розсіювання на малих частинках забороняють розсіювання в напрямку вектора поляризації випромінювання, тому воно розсіюється переважно від пучка в напрямку, перпендикулярному до напрямлення поляризації (рис. 1.7).

Існує доволі велика кількість поляризаторів: одношарові, багатошарові, спектральні, селективні, пластинчасті. Загальним принципом роботи поляризаторів є розділ первісного пучка на дві компоненти, ортогональні по формі поляризації, з наступним відхиленням однієї з них, причому інша компонента залишається практично без змін.

Конструкції двоякозаломлюючих поляризаторів багато в чому ідентичні. Між призми наноситься шар ізотропного матеріалу, який одночасно в багатьох випадках є з'єднуючим шаром між призми. Найбільш відомий з поляризаторів – призма Ніколя [228, 229].

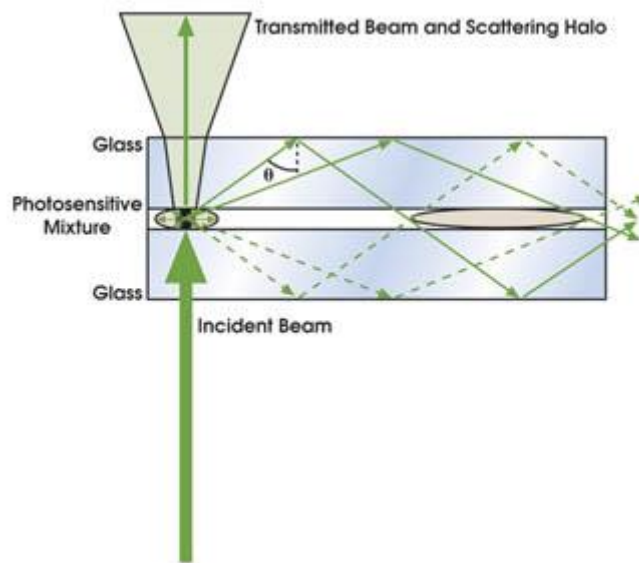


Рис. 1.7. Принцип роботи візуалізатора поляризації лазерного випромінювання

Зазвичай спектр оптичного пропускання двоякозаломлюючих кристалів, які використовуються в призматичних поляризаторах, знаходиться в діапазоні від ультрафіолету до ближньої інфрачервоної області. Так кальцит, часто використовуваний при виробництві поляризаторів, оптично прозорий в межах від 220 до 2300 нм. Такі поляризатори і аналізатори поляризації на їхній основі не можуть працювати в середній інфрачервоній області. Насправді, діапазон роботи поляризатора додатково звужується через неможливість забезпечення умов просторового розподілу в ньому звичайного і незвичайного променів по всій довжині спектра пропускання.

Крім того, фотоприймачі, які працюють на внутрішньому та зовнішньому фотоэффектах та входять до складу аналізаторів поляризації, також мають обмежений спектральний діапазон функціонування. Наприклад, звичайний германієвий фотоприймач, що працює на внутрішньому фотоэффекті, не може працювати в області довжин хвиль більше 2000 нм [99-102]. Таким чином, для аналізу поляризації оптичного випромінювання в широкому спектральному діапазоні необхідно використовувати декілька різних поляризаторів, чвертьхвильових пластинок і фотоприймачів.

Параметри поляризації можна виміряти також, використовуючи поляризатор, який поглинає одну компоненту електричного поля краще, ніж іншу. Такий ефект анізотропного поглинання називають дихроїзмом. Параметри поляризації можна виміряти за допомогою тонкодротяних болометричних перетворювачів, які мають властивості вибіркового поглинання лазерного випромінювання з різним напрямком поляризації, можуть працювати у широкому спектральному діапазоні і не мають обмежень щодо величини апертури [141, 149, 167, 171, 173, 175, 198].

Поляризаційна чутливість болометричного елемента при нормальному падінні випромінювання визначається анізотропією його форми і характеризується коефіцієнтом дихроїзму, який кількісно дорівнює відношенню факторів ефективності поглинання електромагнітних хвиль, в яких електричний вектор, відповідно, перпендикулярний і паралельний осі циліндричних металевих дротин, з яких складається апертура болометра.

Похибка вимірювання таких вимірювачів залежить від коефіцієнта дихроїзму і різко зростає, якщо він наближається до одиниці. Це спостерігається у невеликій частині діапазону, коли діаметр дротинки незначно відрізняється від половини довжини хвилі падаючого випромінювання. Вибір діаметра визначається гранично допустимою щільністю енергії або конструктивними вимогами і, зазвичай, перевищує довжину хвилі. Динамічний діапазон з боку малих рівнів обмежений тепловими флуктуаціями опору болометра. Критична щільність визначається температурою плавлення дротин, коефіцієнтом поглинання і прямо пропорційна діаметра болометра.

1.6. Огляд вимірювальних систем параметрів лазерного випромінювання

Найбільш відомими виробниками вимірювальних приладів у лазерній фотометрії є фірми Primes (Німеччина), Ophir-Spiricon (Ізраїль, США, Японія,

Німеччина), Coherent (США, Німеччина), Prometec (Німеччина), Hamamatsu (Японія), FLIR Systems, Inc. (США) та ін.

Японська фірма Hamamatsu спеціалізується на виготовленні датчиків інфрачервоного випромінювання, які у майбутньому можуть використовуватися як первинні перетворювачі в різноманітних вимірювальних системах. Фірма випускає цілий ряд фотодетекторів на різних типах напівпровідників: InGaAs, InAs, InAsSb, HgCdTe, PbS, PbSe, теплові (термопарні) датчики, а також фотонні драг-детектори.

Одна з найбільших компаній Coherent випускає декілька моделей вимірювачів енергії і потужності: FieldMate (аналоговий), FieldMax та LabMax (цифрові), в яких можуть використовуватися різні первинні перетворювачі (піроелектричні, термопарні, напівпровідникові). Також фірма розробляє системи для аналізу параметрів лазерного пучка на базі різноманітних камер (LaserCam, BeamView) і скануючих систем (Knife-Edge Based Beam Profilers, M² Beam Propagation Analyser).

LabMax (Coherent Inc.) виготовляється у двох конфігураціях: LabMax-TO, сумісний з термопарними і напівпровідниковими сенсорами і пристосований для вимірювання тільки середньої потужності лазерного випромінювання, і LabMax-TOP, сумісний з усіма трьома типами датчиків - термопарними, напівпровідниковими і піроелектричними і здатний вимірювати не тільки середні потужності від нановат до кіловат, але й енергію імпульсів від наноджоулів до Джоулів при частоті проходження імпульсів до 10 кГц (рис.1.8).

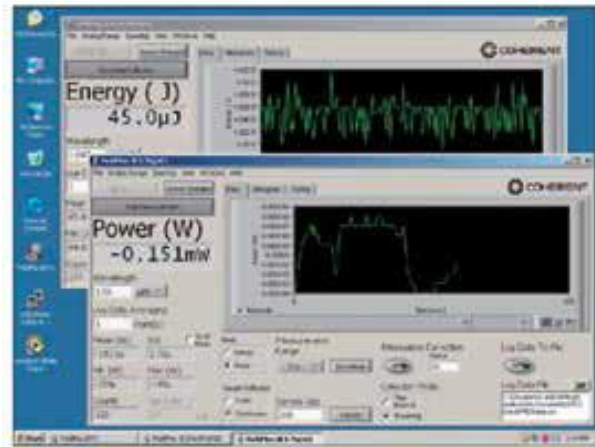


Рис. 1.8. LabMax-Pro вимірювач потужності з датчиком PowerMax-Pro

Недорогий універсальний вимірювач потужності і енергії FieldMax відрізняється гнучкістю і простотою у використанні. Існує три типи - FieldMaxII-TO (сумісний з термопарними та фотодіодними сенсорами, вимірює тільки потужність), FieldMaxII-P (сумісний з піроелектричними сенсорами, вимірює тільки енергію імпульсу) та FieldMaxII-TOP (рис.1.9) (сумісний з усіма трьома типами сенсорів, вимірює і потужність, і енергію). FieldMaxII відрізняється від попередньої моделі FieldMax розширеним набором сумісних сенсорів, що дозволяє вимірювати енергію імпульсів від 1 нДж до 300 Дж при частотах до 300 Гц і потужність у діапазоні від 1 нВт до 30 кВт. Більш досконалий комп'ютерний інтерфейс, драйвери LabView і компоненти ActiveX DLL, а також аналоговий вивід полегшують розробку стандартних тестових процедур та спрощують інтеграцію в обладнання замовника.



а)



б)

Рис. 1.9. а) Вимірювач FieldMaxII-TOP

б) Комп'ютерна програма обробки сигналів

Термопарні датчики фірми Coherent можуть вимірювати у діапазоні довжин хвиль 0,25-10,6 мкм безперервну потужність лазерного випромінювання до 5 кВт з використанням водяного охолодження. Наприклад, модель LM-1000 представлена на рис.1.10.



Рис. 1.10. LM-1000 – термопарний датчик безперервної потужності лазерного випромінювання фірми Coherent

Високочутливі термопарні датчики дозволяють вимірювати рівні потужності від 100 мкВт у широкому спектральному діапазоні, а напівпровідникові – від 10 нВт у діапазоні від 250 до 1064 нм.

Наприклад, напівпровідниковий кремнієвий датчик UV/VIS Wand в діапазоні довжин хвиль 325-1065 нм дозволяє вимірювати малі потужності

безперервного лазерного випромінювання в діапазоні 5 мкВт-100 мВт (рис. 1.11).



Рис. 1.11. UV/VIS Wand – напівпровідниковий первинний перетворювач

Для дослідження широкоапертурних лазерних пучків фірма Coherent пропонує моделі первинних термопарних перетворювачів PM5K-200 і PM5K-100 з величиною апертури 200 і 100 мм, відповідно. Дані датчики дозволяють вимірювати рівні потужності до 5 кВт (рис.1.12).



Рис. 1.12. Широкоапертурні датчики PM5K-200 і PM5K-100

Для вимірювання енергії імпульсів у первинних перетворювачах фірми Coherent використовуються піроелектричні датчики. Для різних спектральних і динамічних діапазонів розроблений ряд вимірювальних датчиків з діаметром апертури від 10 до 50 мм (рис. 1.13).



Рис. 1.13. Піроелектричні первинні перетворювачі енергії імпульсу фірми Coherent. Моделі J-50MB-NE, J-25MB-NE, J-10MB-NE

Спектральний діапазон вимірювання енергії імпульсів складає 0,19 – 12 мкм. Діапазон вимірювань енергії залежить від спектрального діапазону і для різних приймачів складає від 10 нДж до 5 Дж, а частота імпульсів – до 10000 pps (наприклад, для моделей J-50MT-10KHZ, J-10GE, J-10SI-NE & -LE та ін.).

Для вимірювання малих рівнів енергії фірма випускає напівпровідникові кремнієві датчики енергії серії Quantum EnergyMax. Основною відмінністю таких датчиків є їхня чутливість, яка значно перевищує чутливість піроелектричних датчиків. Такі датчики мають апертуру до 10 мм і можуть реєструвати імпульси частотою від одного імпульсу на секунду до 10 кГц. Датчики дозволяють реєструвати рівні енергій від одиниць пікоджоулів до 1 мкДж.



Рис. 1.14. Напівпровідниковий датчик J-10SI-LE серії Quantum Series і вимірювач LabMax-TOP

Фірма Coherent також виготовляє ряд CCD-камер (charge-coupled device, ПЗЗ – прилад зі зворотним зв'язком), які дозволяють контролювати цілий ряд параметрів лазерного випромінювання: LaserCam-HR II у діапазоні від 400 до 1100 нм; LaserCam-HR-UV у діапазоні від 190 до 355 нм; LaserCam-InGaAs у діапазоні від 900 до 1700 нм (рис. 1.15).

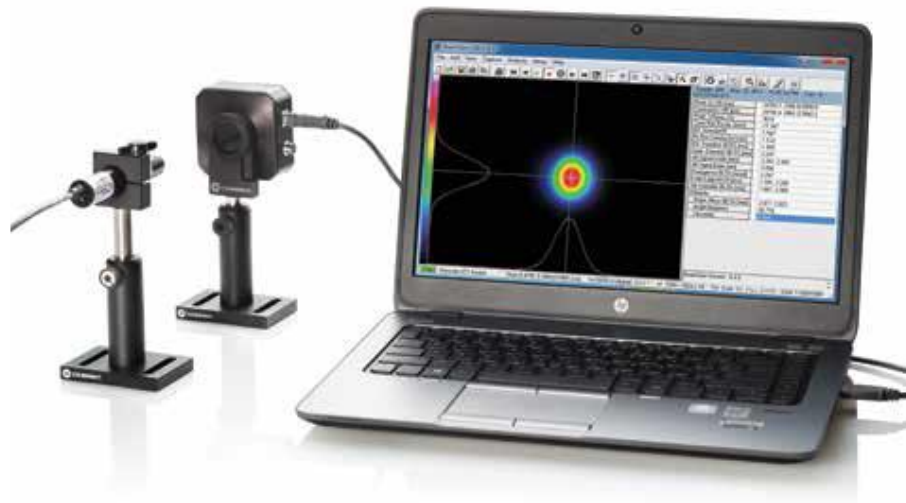


Рис. 1.15. Система діагностики лазерного пучка LaserCam

CCD-камери дозволяють вимірювати цілий ряд параметрів лазерних пучків діаметром до 6 мм як безперервного, так і імпульсного випромінювання з частотою імпульсів до 200 Гц і щільністю потужності до 90 мВт/см^2 .

Компанія Ophir пропонує цілий ряд вимірювальних систем для різних лазерних параметрів як безперервного, так і імпульсного випромінювання у широкому спектральному діапазоні. Для вимірювання параметрів безперервного лазерного випромінювання компанія використовує напівпровідникові (серії PD300, 3A-IS, IS-PD300R та ін.) та теплові (термопарні) датчики (серії 3A, 12A, L40, FL, Cornet та ін.) (рис. 1.16). Напівпровідникові (фотодіодні) датчики використовуються для малих потужностей від піковат до сотень міліват, а в деяких моделях, використовуючи вбудований ослаблювач, до 3 ват. Теплові датчики використовуються для вимірювання потужності від одиниць міліват до декількох кіловат, а також для

вимірювання енергії одиничного імпульсу з частотою повторення, яка не перевищує 0,2 Гц. Для вимірювання високих потужностей теплові датчики мають водяне охолодження. На рис. 1.17 представлені різні види датчиків компанії Ophir.



Рис. 1.16. Напівпровідниковий датчик PD300 (ліворуч) і тепловий датчик L50(150)A (праворуч)

Компанія Ophir пропонує також комплексний термопарний датчик BeamTrack, який дозволяє вимірювати не тільки потужність, а також і положення та розмір лазерного пучка. Однак такий датчик дозволяє визначати розмір тільки пучка Гауса розміром більше 3 мм. Для інших пучків датчик дає тільки відносну інформацію і дозволяє контролювати зміну розмірів.



Рис. 1.17. Датчики безперервної потужності компанії Ophir

Для вимірювання параметрів імпульсного випромінювання компанія пропонує напівпровідникові (серія PD10) і піроелектричні датчики (серії PE9, PE10, PE50, PE100 та ін.). Піроелектричні датчики мають високу чутливість і дозволяють вимірювати енергію імпульсів з частотою повторення до 25 кГц.

Максимальна вхідна апертура датчиків сягає 100 мм і лише один датчик L1000W-BB-120 (Water cooled to 1000W) має вхідну апертуру 120 мм, є термопарним і дозволяє вимірювати безперервну потужність до 1 кВт у діапазоні довжин хвиль 0,19 – 20 мкм.

Компанія Primes пропонує комплексні вимірювачі параметрів лазерного пучка, які поділяються на декілька типів: вимірювачі параметрів сфокусованого випромінювання, вимірювачі параметрів несфокусованого випромінювання, а також вимірювачі енергетичних параметрів.

До першого типу належать вимірювачі FocusMonitor, MicroSpotMonitor, HighPower-MSM-HighBrilliance.

У вимірювачі FocusMonitor лазерний пучок сканується так званою порожньою голкою, по якій частина відсканованого пучка реєструється і передається на обробку у комп'ютер (рис. 1.18). В якості датчика використовується піроелектричний або напівпровідниковий приймач.

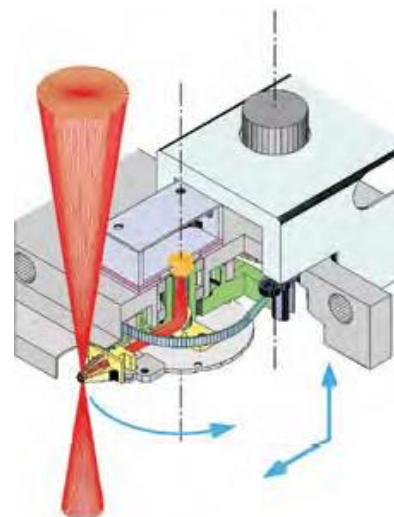
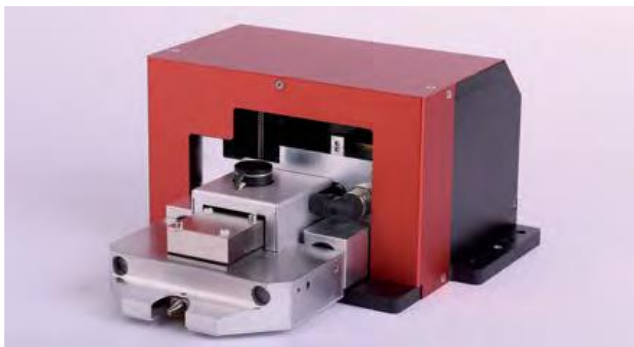


Рис. 1.18. Вимірювач параметрів сфокусованого лазерного випромінювання фірми Primes FocusMonitor FM35

Вимірювач параметрів сфокусованого лазерного випромінювання MicroSpotMonitor найбільш пристосований для вимірювання параметрів дуже маленьких пучків. Він дозволяє аналізувати профільний розподіл пучка як у фокусі, так і в різних перерізах вздовж пучка, параметри якості пучка, такі як M^2 і BPP (Beam Parameter Product) у діапазоні розмірів пучка від 20 мкм до 1 мм. Датчиком у даному вимірювачі служить ПЗЗ-матриця, тому спектральний діапазон вимірювача не перевищує 1080 нм.

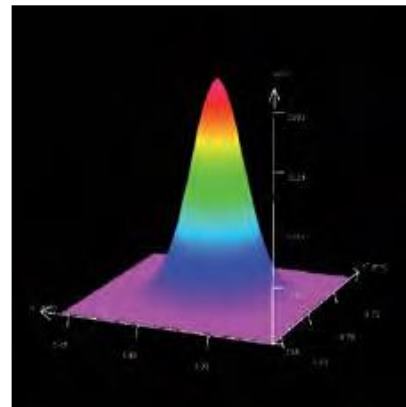


Рис. 1.19. Вимірювач параметрів сфокусованого лазерного випромінювання фірми Primes MicroSpotMonitor 35

Вимірювач HighPower-MSM-HighBrilliance є удосконаленим MicroSpotMonitor для вимірювання параметрів високопотужних лазерів. У даний вимірювач додана система відгалуження і ослаблення лазерного випромінювання. Всі інші характеристики і принцип роботи відповідають MicroSpotMonitor.

Вимірювачі несфокусованого лазерного випромінювання – BeamMonitor та BeamMonitor-HighQuality (рис.1.20) використовують систему дзеркал, що обертаються, для сканування пучка як у фокальній площині, так і вздовж усього пучка. Вимірювачі працюють для двох довжин хвиль 1,06 і 10,6 мкм.

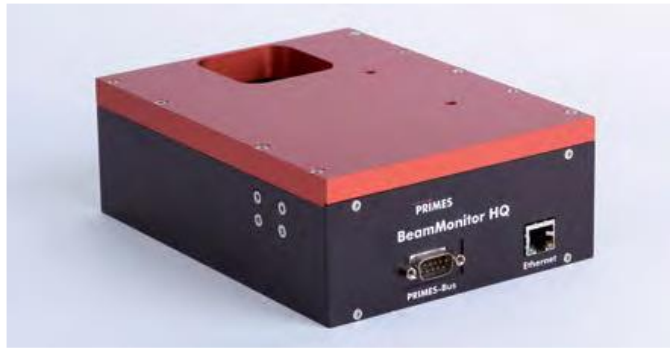


Рис. 1.20. Вимірювач параметрів несфокусованого лазерного випромінювання фірми Primes BeamMonitor50-HQ

Вимірювачі енергетичних параметрів – PocketMonitor, CompactPowerMonitor, PowerMonitor і EC-PowerMonitor (рис. 1.21) дозволяють вимірювати потужність лазерного випромінювання до 25 кВт на довжинах хвиль до 10,6 мкм. У вимірювачах використовується калориметричний метод вимірювання, коли визначається величина поглиненого випромінювання.



а)

б)

в)

г)

Рис. 1.21. Вимірювачі енергетичних параметрів лазерного випромінювання фірми Primes: а) CompactPowerMonitor; б) PocketMonitor; в) PowerMonitor 100; г) EC-PowerMonitor

Решіткові приймачі випромінювання, які виготовляє фірма Prometes, можуть вимірювати такі характеристики лазерних пучків діаметром від 20 до 100 мм при потужності від 100 до 10000 Вт у ближній і у середній інфрачервоній областях спектра: профіль пучка, його діаметр і координати енергетичного центру.

Вимірювач Laserscope UFF 100 являє собою діагностичний пристрій для вимірювання параметрів лазерних систем високих потужностей і здійснення постійного контролю всієї технологічної системи.

В ньому здійснюється сканування пучка випромінювання порожніми металевими голками. Випромінювання, що потрапляє на ці голки, відводиться до фотоприймача. Прилад може працювати з широкими пучками випромінювання діаметром до 60 мм і зі сфокусованими пучками діаметром до 4 мм. Діапазон потужностей, що вимірюються, – від 10 Вт до 25 кВт (інтенсивність – до 3×10^7 Вт/см²) для сфокусованого випромінювання, від 50 Вт до 25 кВт (інтенсивність – до 2×10^6 Вт/см²) для несфокусованого випромінювання. Прилад розрахований на роботу з CO₂-лазерами і Nd:YAG лазерами.

На рис. 1.22а показана схема приладу при роботі зі сфокусованим випромінюванням, на рис. 1.22б – при роботі з несфокусованим випромінюванням.

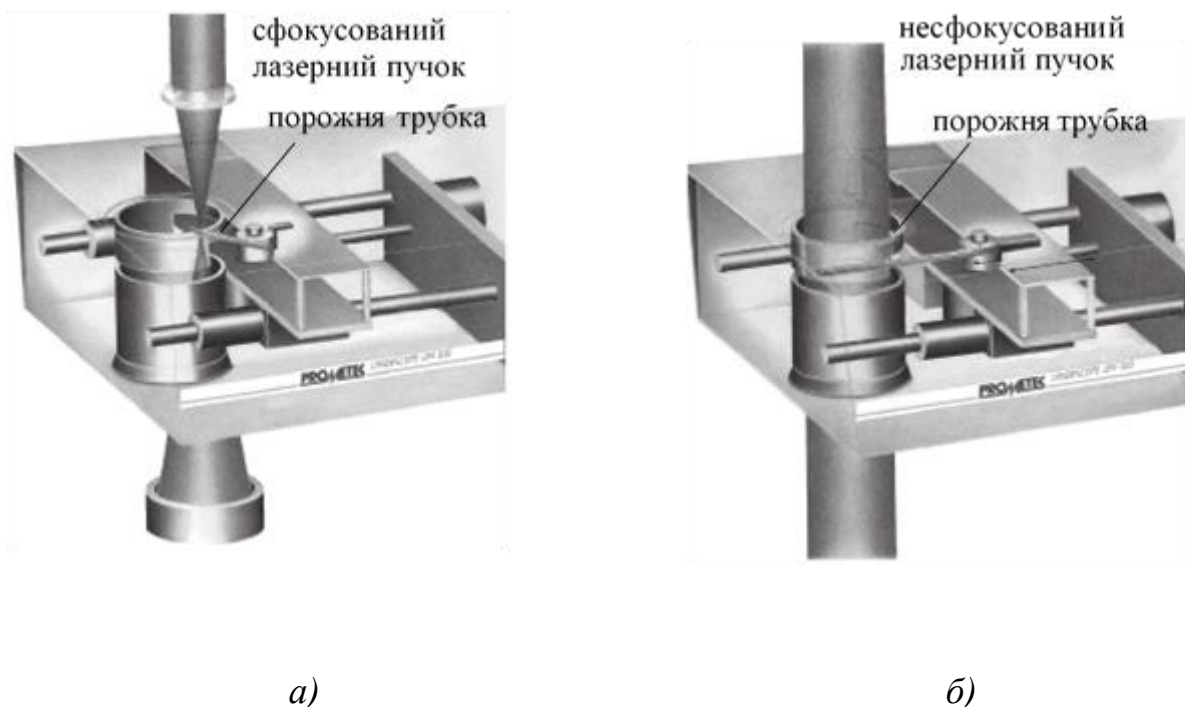


Рис. 1.22. Принцип роботи Laserscope UFF 100 для сфокусованого (а) і несфокусованого (б) пучка

Прилад Laserscope UF 30 – це система моніторингу потужних лазерних пучків для визначення інтенсивності несфокусованого пучка. У пристрої також використовується сканування лазерного пучка порожніми голками (рис. 1.23). Laserscope UF 30 призначений для контролю випромінювання CO₂-лазерів і Nd:YAG лазерів безперервного та імпульсного режимів з інтенсивністю випромінювання від 50 Вт/см² до 3×10⁵ Вт/см². Діаметр вікна приладу становить 40 мм.

У приладі Laserscope UF 30 лазерний пучок сканується порожньою трубкою, що обертається. Лазерне випромінювання, яке потрапило до трубки крізь отвір, проходить крізь порожнину до осі обертання, де приймається детектором.

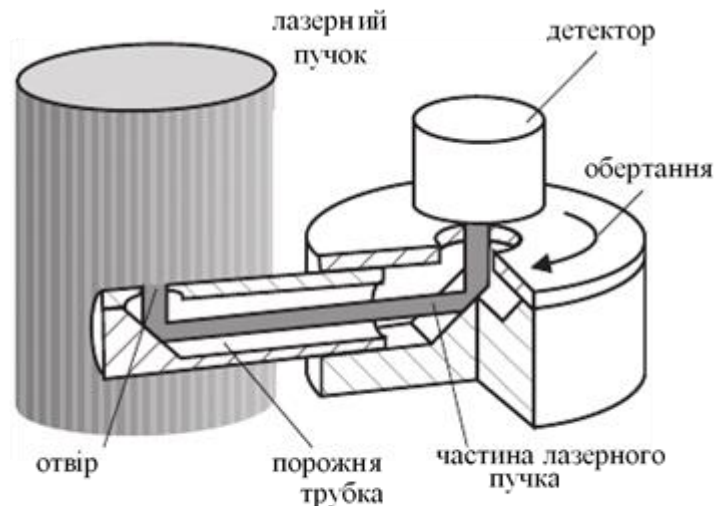


Рис. 1.23. Принцип роботи Laserscope UF 30

У приладах Laserscope UFC 60 (рис. 1.24а) і аналогічному Laserscope UFC 80 приймальними елементами служать решітки з тонких дротинок. Вони нагріваються падаючим на них випромінюванням та вимірюється їхній опір. Дані про опір болометрів обробляються за алгоритмом, який подібний до того, що використовується у томографах.

У базовій конфігурації приладу UFC 60 є дві решітки, кожна з яких складається з 16 дротових болометрів діаметром 7 або 12 мкм (рис. 1.24б). Прилад може вимірювати потужність безперервного випромінювання, діаметр

пучка і положення його енергетичного центру. Діаметр вікна приладу становить 40 мм. Верхня границя вимірюваної потужності випромінювання CO₂-лазерів – 15 кВт (інтенсивність – 4 кВт/см²) для болометрів діаметром 7 мкм і 10 кВт (інтенсивність – 3 кВт/см²) для болометрів діаметром 12 мкм. Для Nd:YAG-лазерів і діодних лазерів, які працюють у ближній інфрачервоній області, це 3 кВт (інтенсивність – 0,8 кВт/см²) для болометрів діаметром 7 мкм і 2 кВт (інтенсивність – 0,6 кВт/см²) для болометрів діаметром 12 мкм. Втрати енергії у приладі – 1,2 % для болометрів діаметром 7 мкм та 2,1 % для болометрів діаметром 12 мкм. Похибка вимірювання потужності випромінювання – 5 %, діаметра пучка – 0,6 мм, положення енергетичного центру пучка – 0,6 мм. Програмне забезпечення приладу дозволяє виводити на екран комп'ютера часові залежності потужності випромінювання, діаметра пучка, положення його енергетичного центру і часової нестабільності напрямку поляризації. Існує вбудована система водяного охолодження.

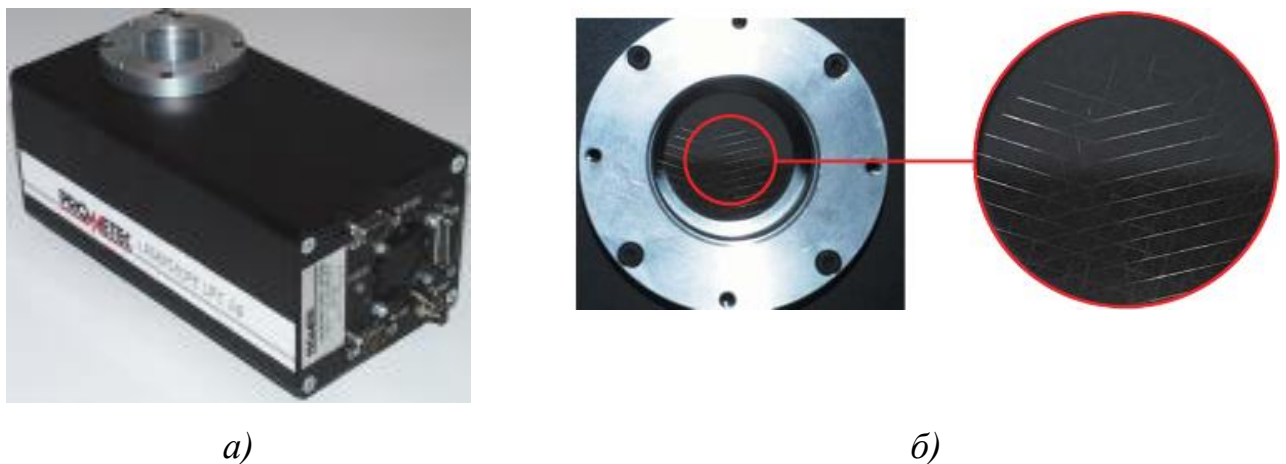


Рис. 1.24. Зовнішній вигляд приладу Laserscope UFC 60 (а), решітка (б)

Розширена конфігурація приладу включає 6 решіток, у кожній з яких болометри зміщені на 30° відносно попередніх. Тому він може вимірювати профіль пучка випромінювання. Діаметр болометрів становить 7 мкм. Верхня границя вимірюваної потужності випромінювання CO₂-лазерів – 8 кВт (інтенсивність – 4 кВт/см²), для Nd:YAG-лазерів і діодних лазерів, які

працюють у ближній інфрачервоній області, – 1,5 кВт (інтенсивність – 0,8 кВт/см²). Втрати енергії у приладі – 3,6 %.

Прилад Laserscope UFC 80 розроблений для діагностики несфокусованого лазерного променя. Його характеристики подібні до характеристик приладу UFC 60, але на відміну від UFC 60 він має 6 розмірів діаметрів вхідного вікна 1,1", 1,5", 2", 65 мм, 75 мм, 100 мм.

Принцип дії полягає у вимірюванні лазерного випромінювання за допомогою 2 або 6 дротяних (болOMETричних) решіток. Прилад безперервно вимірює потужність лазерного випромінювання, положення променя (координати), радіус пучка.

Прототипом цих приладів є вимірювач характеристик лазерного випромінювання МАПИ, розроблений у Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна. Прилад призначений для вимірювання просторово-енергетичних і поляризаційних характеристик лазерних пучків діаметром до 60 мм з максимальною щільністю потужності 1 кВт/см², щільністю енергії імпульсного випромінювання до 20 Дж/см². Зовнішній вигляд приладу показаний на рис. 1.25.



Рис. 1.25. Зовнішній вигляд приладу МАПИ

1.7. Висновки до розділу 1

1. Незважаючи на значно краще відношення сигнал/шум і високу швидкодію детекторів фотонного типу у порівнянні з тепловими детекторами, необхідність глибокого кріогенного охолодження на сьогодні є основною перешкодою для більшого розповсюдження використання ІЧ-систем, які включають напівпровідникові фотодетектори.
2. В останні роки розвиток технологій виготовлення теплових приймачів привів до ряду переваг, завдяки чому теплові детектори починають займати домінуюче положення у кількісному відношенні. До їх переваг відносяться відносна простота конструкції, відсутність необхідності використання охолоджувача.
3. При вимірюваннях просторових і енергетичних параметрів широкоапертурних пучків з високою інтенсивністю випромінювання найбільш ефективними є вимірювальні системи з просторовим розподілом взаємодії з ПВП. Такими перетворювачами є болометричні решітки, які дозволяють створювати вимірювачі прохідного типу з малими втратами енергії основного пучка.
4. Огляд вимірювальних систем провідних світових виробників показав, що тільки одиничні виробники включають у свої системи ПВП для широкоапертурних пучків, але їх розміри обмежені 200 мм. Використання ПВП у вигляді тонкодротяних болометрів дозволить значно збільшити граничні розміри апертур для вимірювання великих лазерних пучків, але відсутність можливості градуювання таких решіток обмежує їх використання. Тому розробка методів абсолютних вимірювань тонкодротяними болометричними перетворювачами дозволить більш ефективно використовувати їх у промислових вимірювальних системах.

Результати досліджень даного розділу наведено в таких публікаціях:

1. Погрешность метода замещения конусного калориметра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов [и др.] // Український метрологічний журнал. – 2008. – № 2. – С. 31-36.
2. Mathematical modeling of devices for measuring of laser radiation characteristics by wire grids / N. G. Kokody, S. V. Pogorelov, D. N. Kokody, V. E. Dobrova, V. A. Timanyuk, P. Kohns // Proceedings of LFNМ 2004 6-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 6-9 September, 2004. – P. 140-142.

РОЗДІЛ 2

АНАЛІЗ ОСНОВНИХ ФІЗИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ТОНКОДРОТЯНИХ БОЛОМЕТРІВ

Матеріал, який використовується у вимірювальних перетворювачах у вигляді тонких ниток з опором, що змінюється під дією випромінювання лазера, повинен задовольняти деяким основним вимогам: 1) слабка чутливість до малих домішок, які потрапляють у процесі виготовлення та експлуатації; 2) простота технології отримання і виготовлення; 3) стійкість до високих температур; 4) висока корозійна стійкість. Таким умовам задовольняють платинові нитки, опір яких нормовано для змін температури до 1100°C [230].

Чиста платина є найкращим матеріалом при виробництві чутливих елементів термоперетворювачів опору. Її перевагами є висока хімічна інертність аж до температур плавлення, висока температура плавлення, великий питомий опір ($9,85\text{ мкОм}\cdot\text{см}$ при нормальних умовах).

Для використання платинових ниток в якості чутливих термоперетворювачів необхідно знати основні фізичні параметри платинових ниток.

Високі рівні інтенсивності випромінювання призводять до суттєвого нагріву болометра, появи нелінійності його характеристики перетворення і систематичних похибок вимірюваних параметрів випромінювання. Нелінійність характеристики перетворення болометра викликається температурними залежностями його основних фізичних параметрів (температурного коефіцієнта опору, питомої теплоємності, фактора ефективності поглинання і коефіцієнта теплообміну із зовнішнім середовищем) та посилюється нерівномірністю розподілу падаючої інтенсивності випромінювання вздовж його довжини. В цьому випадку для виключення домінуючих похибок за рахунок нелінійності перетворення необхідно враховувати температурні залежності основних фізичних параметрів платинових ниток, а також нерівномірність розподілу інтенсивності по площині решітки.

2.1. Температурна залежність опору тонких платинових дротинок

Залежність відносного опору від температури для платини описується рівняннями, які регламентовані Міжнародною практичною температурною шкалою МПТШ-90. Для термоперетворювачів чутливі елементи виготовляються з вільної від напруги, випаленої, чистої платинової дротинки з відношенням опорів при 100°C і при 0°C $W_{100} \geq 1,3925$. Для платини, яка використовується в термометрії, існують три класи W_{100} : А – від 1,3845 до 1,3905 (номінал 1,3850...1,3845); В – від 1,3840 до 1,3900 (номінал 1,3850...1,3910); С – від 1,3835 до 1,3595.

Таким чином, досліджувати температурну залежність опору платини можна двома способами:

- 1) виміряти опір при $T_1 = 0^{\circ}\text{C}$ і $T_2 = 100^{\circ}\text{C}$ та по відношенню W_{100} обрати хід характеристики, використовуючи таблиці ГОСТ 6651-84;
- 2) безпосереднім вимірюванням опору платинової дротинки в інтервалі зміни температури від 0 до 1000°C .

Для вимірювання температурної залежності опору платинової дротинки був використаний пристрій, структурна схема якого наведена на рис 2.1. Муфельна пічка являє собою прилад, який складається з камери у вигляді трубки з плавленого кварцу діаметром 20 мм та довжиною 900 мм, нагрівального елемента каркасу з керамічної труби діаметром 60 мм, термопари для встановлення і підтримки температури всередині камери в автоматичному режимі. В процесі виготовлення кварцова трубка обмотувалась в один шар азбестовою стрічкою, яка просочувалась суспензією з 60 вагових частин мілкодисперсійного окису алюмінію та 40 вагових частин рідкого скла. Після просушування, зверху стрічки намотувалась з рівномірним кроком спіраль нагрівального елемента з ніхромового дроту діаметром 1 мм. Для закріплення витків спіралі та поліпшення рівномірного розподілу температури вздовж камери нагрівальний елемент покривався зверху шаром термопровідної пасти з окису алюмінію і рідкого скла, які бралися у рівних об'ємних частинах.

Товщина шару складала близько 3 мм. Кварцова камера з нагрівальним елементом покривалася зверху трьома шарами азбестової стрічки і шаром азбестового шнура. Вся ця структура вставлялася у трубу з ситалової кераміки. Зверху ситалова труба обмотувалася у три шари азбестовим шнуром. Зверху шнура намотувалась алюмінієва фольга. Торці камери ізолювали від навколишнього середовища азбестовими пробками завтовшки 50 мм.

Для встановлення і підтримки заданої температури всередині кварцової камери був закріплений спай хромель-алюмінієвої термопари. Виводи термопари через шари термоізоляції випущені назовні і закріплені на масивній мідній пластині, яка знаходиться при кімнатній температурі. Градування термопари здійснювалося за зразковим термометром, який було надано Національним науковим центром «Інститут метрології». Величина термоелектрорушійної сили після підсилення диференціальним підсилювачем з коефіцієнтом підсилення $K_U = 22$ вимірювалася цифровим приладом типу Щ68003.

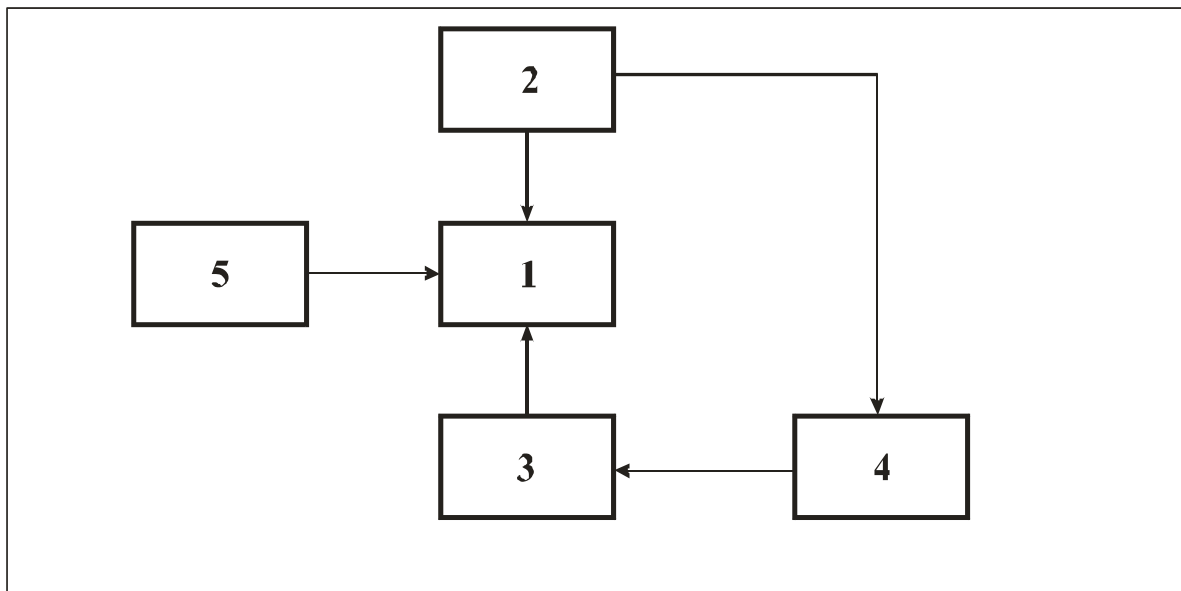


Рис. 2.1. Структурна схема пристрою для вимірювання опору платинової дротинки у діапазоні температур 25...1100° С: 1. муфельна пічка з платиновою дротинкою; 2. термометр; 3. нагрівальний елемент пічки; 4. електронна схема терморегулятора; 5. вимірювач опору провідника.

Схема автоматичного регулювання температури включає: підсилювач термо ЕРС, компаратор і підсилювач потужності з електромагнітним реле. Сигнал, пропорційний різниці між кімнатною температурою і температурою камери з термопарою на стінці камери пічки, підсилюється диференціальним підсилювачем на мікросхемі і подається на компаратор напруги. Компаратор на операційному підсилювачі з розімкнутою петлею зворотного зв'язку дозволяє порівнювати сигнали, які потрапили на його інвертувальний та неінвертувальний входи від термопарою камери і регулюючу опорну напругу. При позитивній нарузі на виході компаратора підсилювач потужності на транзисторі типу КТ805А з включеним у колекторний ланцюг реле типу МКУ-48 переходить у стан насичення, контакти реле замикаються і на нагрівальний елемент подається напруга мережі. Після досягнення заданої температури напруга на виході компаратора стрибком змінює знак, підсилювач потужності запирається, а контакти реле розмикаються, вимикаючи нагрівальний елемент від мережі. Після зменшення температури у пічці компаратор знову видає керуючий сигнал на нагрів і так далі. Вимірювання показали, що у сталому режимі температура у центральній частині каналу пічки підтримується не менше, ніж $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$.

Розподіл температури вздовж камери пічки вимірювався за допомогою хромель-алюмінієвої термопарою, яка переміщувалася всередині камери. Для цього в камеру вводилася термопара і за допомогою зовнішнього відлікового пристрою її спай розміщувався у центрі камери. Задавалася опорна напруга, яка відповідала обраній температурі, і вмикалася схема автоматичного регулювання температури. Після досягнення стаціонарного стану проводився відлік. Потім спай термопарою переміщувався від центру камери до торця на задану величину, а після встановлення температури проводився відлік температури. Таким чином проводилися відліки до тих пір, поки спай термопарою не досягав торця камери. Аналогічна серія вимірювань проводилась відносно іншого торця камери пічки.

На рис 2.2 наведено типовий відносний розподіл температури вздовж каналу пічки при температурі у середній частині каналу 607°C . З рисунка видно, що через теплові втрати температура у камері зменшується від центральної частини до торців. Зменшення температури у центрі камери викликане невідновним вигином кварцової трубки при прогріві до 1200°C під дією власної ваги і у результаті цього збільшенням теплових втрат до масивного керамічного каркасу. Для підвищення точності вимірювань потрібно обмежитися тією частиною каналу, де перепади температури мінімальні. З графіка визначаємо, що якщо обмежити робочу частину каналу камери довжиною провідника, то середня температура в цій частині складатиме $617,6^{\circ}\text{C}$ з відносним середнім квадратичним відхиленням $0,37\%$.

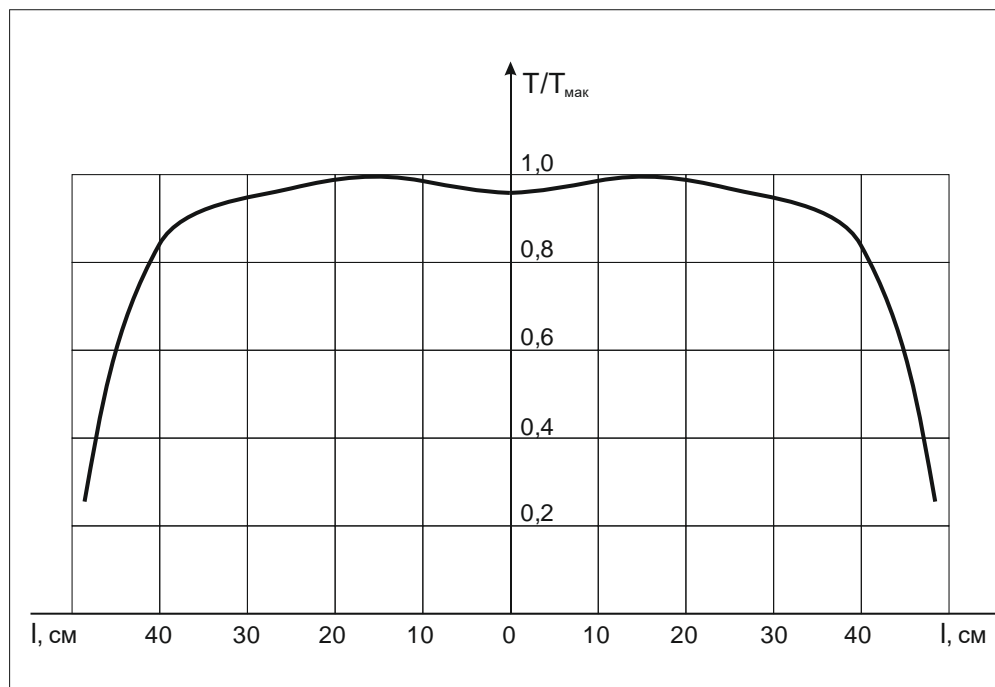


Рис. 2.2. Розподіл температури вздовж камери пічки

В експерименті платинова дротинка довжиною 54 см і діаметром 0,05 мм закріплювалася до виводів з нікелевої дротинки діаметром 2,5 мм. Виводи пропускалися через пробки з азбесту. Провідник розміщувався симетрично відносно торців камери. Дротинка піддавалася відпалюванню нагрівом у камері від 25°C до 1030°C з витримкою при максимальній температурі впродовж 30

хвилини. Потім дротинка повільно охолоджувалася разом з пічкою до кімнатної температури.

Опір відпаленої таким чином дротинки склав 34,12 Ом при початковій температурі 25° С. При досягненні у камері пічки температури 1000° С опір дротинки збільшувався до 140,18 Ом. Апроксимація отриманих значень опору від температури дала значення $R_0 = 31,034$, $R_{100} = 43,05$ та, відповідно, $W_{100} = 1,3872$. Порівняння отриманих даних з табличними даними [231] і паспортними даними дроту для W_{100} вказує на можливість використання для оцінки нагріву провідника до температур порядку 1000° С таблиць для платинових термометрів класу В.

Отримаємо аналітичну температурну залежність температурного коефіцієнта опору платини $\alpha(T)$. У табл.2.1 у першому стовпці наведені значення температури T у градусах Цельсія, а у другому стовпці – значення питомого опору платини [232]. У четвертому стовпці наведені відносні прирости питомого опору $\Delta\rho_i(T)/\rho_0$, які були апроксимовані методом найменших квадратів за виразом:

$$\frac{\rho(T) - \rho_0}{\rho_0} = \frac{\Delta\rho(T)}{\rho_0} = \alpha_0 T + \alpha_1 T^2 = (\alpha_0 + \alpha_1 T) T, \quad (2.1)$$

де: ρ_0 – питомий опір платини при температурі 0° С; $\alpha_0 + \alpha_1 T = \alpha(T)$ – температурна залежність температурного коефіцієнта опору (ТКО); α_0 – ТКО платини при температурі 0° С; α_1 – коефіцієнт, що визначає лінійну залежність $\alpha(T)$. У діапазоні температур, що розглядається, дані коефіцієнти мають значення

$$\alpha_0 = 3,978 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{град}}; \quad \alpha_1 = -5,87 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{град}^2},$$

а їх відносні СКВ, визначені за методикою [233], складають $\sigma_{\alpha_0} = 9 \cdot 10^{-5}$, $\sigma_{\alpha_1} = 5 \cdot 10^{-4}$.

У п'ятому стовпці табл.2.1 наведені апроксимовані значення відносного приросту питомого опору платини, які дуже добре збігаються зі значеннями стовпця 4, які апроксимувалися.

Таблиця 2.1

Апроксимація питомого опору

$T_i, ^\circ\text{C}$	$\rho_i, 10^6, \text{Ом}\cdot\text{см}$	$\sigma_i, 10^4, \text{См/см}$	$\frac{\Delta\rho_i(T)}{\rho_0}$	$\frac{\Delta\rho_i(T)}{\rho_0 \text{ анр}}$
1	2	3	4	5
0	9,81	10,19	0,0000	0,0000
100	13,65	7,326	0,3914	0,3919
200	17,38	5,754	0,7717	0,7721
300	21,00	4,762	1,1407	1,1405
400	24,50	4,082	1,4975	1,4972
500	27,88	3,587	1,8420	1,8421
600	31,15	3,210	2,1753	2,1753
700	34,30	2,915	2,4964	2,4967
800	37,34	2,678	2,8063	2,8064
900	40,27	2,483	3,1050	3,1043
1000	43,07	2,322	3,3904	3,3905
1100	45,76	2,185	3,6646	3,6649
1200	48,34	2,069	3,9276	3,9276
1300	50,80	1,969	4,1784	4,1786
1400	53,15	1,881	4,4179	4,4178
1500	55,38	1,806	4,6453	4,6452

2.2. Температурна залежність питомої теплоємності

Питома теплоємність – відношення кількості теплоти, що поглинається одиницею маси болометра, до відповідного підвищення температури. Таблична температурна залежність питомої теплоємності платини взята з роботи [232], наведена у табл.2.2 і апроксимована поліномом другого ступеня методом найменших квадратів у вигляді

$$c(T) = c_0 + c_1T + c_2T^2, \quad (2.2)$$

де c_0 відповідає температурі 0°C .

Таблиця 2.2

Апроксимація питомої теплоємності

$T_i, ^\circ\text{C}$	$c_i, \text{Дж/г}\cdot\text{град}$	$c_{i \text{ апр}}, \text{Дж/г}\cdot\text{град}$
1	2	3
27	0,1326	0,1328
127	0,1358	0,1356
227	0,1384	0,1383
327	0,1412	0,1411
427	0,1438	0,1438
527	0,1466	0,1465
627	0,1487	0,1492
727	0,1519	0,1519
927	0,1573	0,1574
1127	0,1629	0,1628
1327	0,1683	0,1681
1527	0,1736	0,173.5

Коефіцієнти ступеневої функції і їх відносні СКВ виявились наступними:
 $c_0=0,13206 \text{ Дж/г}\cdot\text{град}$; $c_1=2,76 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/г}\cdot\text{град}^2$; $c_2=-3,06 \cdot 10^{-10} \text{ Дж/г}\cdot\text{град}^3$;
 $\sigma_{c_0} = 0,0013$; $\sigma_{c_1} = 0,017$; $\sigma_{c_2} = 0,82$. У третьому стовпці табл.2.2 наведені

апроксимовані значення питомої теплоємності платини для відповідних значень температури. Розглянута температурна залежність дуже близька до лінійної і для найвищої температури 1527°C , яка близька до температури плавлення і при вимірюваннях досягається мало коли, відносна систематична похибка за рахунок нелінійності буде максимальною і складатиме $+1,12\%$. Тому у роботі будемо використовувати лінійну апроксимацію температурної залежності питомої теплоємності платини.

2.3. Стабілізація коефіцієнта теплообміну болометра з зовнішнім середовищем

При вимірюванні безперервної потужності лазера тонкодротяними болометрами одним з основних фізичних параметрів, що визначають його коефіцієнт перетворення, є коефіцієнт теплообміну з навколишнім середовищем. Здебільшого він визначається конвекцією між болометром і навколишнім повітряним середовищем. Повітряне середовище і, відповідно, коефіцієнт теплообміну визначаються тиском, вологістю, складом різних газових складових, температурою, швидкістю руху та іншими параметрами. Тому актуальною стає задача стабілізації коефіцієнта теплообміну болометра з навколишнім середовищем.

Одним з можливих способів стабілізації коефіцієнта теплообміну є використання стабілізації приросту опору болометра, який нагрівається потужністю постійного струменя, розміщеного у повітряному потоці, який обдуває болометричну решітку, що вимірює потужність лазерного випромінювання. Стабілізуючий болометр розміщений таким чином, щоб на нього не потрапляло лазерне випромінювання. Якщо при нульовій швидкості повітряного потоку $V = 0$ максимальний приріст опору болометра буде ΔR_M , тоді зі збільшенням швидкості потоку приріст опору болометра буде зменшуватися, як показано на рис 2.3. Обирається приріст опору стабілізації ΔR_C , який визначається необхідним значенням коефіцієнта перетворення

болOMETричної решітки і повинен знаходитися на спаді кривої залежності ΔR від V .

Вважаємо, що якщо болومتر працює у лінійному режимі, тоді приріст опору болметра буде

$$\Delta R = R_0 \alpha T = \alpha R_0 \frac{P}{\gamma},$$

де: R_0 – опір болметра при температурі навколишнього середовища T_0 ; α – температурний коефіцієнт опору болметра; P – потужність постійного струменя, що розсіюється у болметрі; γ – коефіцієнт теплообміну болметра з навколишнім середовищем, який можна представити у вигляді

$$\gamma = \gamma_0 + \beta T V,$$

де: γ_0 – коефіцієнт теплообміну при швидкості повітря $V = 0$; β – коефіцієнт пропорційності; T – підвищення температури болметра T_6 відносно температури навколишнього середовища $T = T_6 - T_0$. Видно, що зі збільшенням швидкості потоку повітря коефіцієнт теплообміну γ буде збільшуватися, а приріст опору болметра ΔR буде зменшуватися.

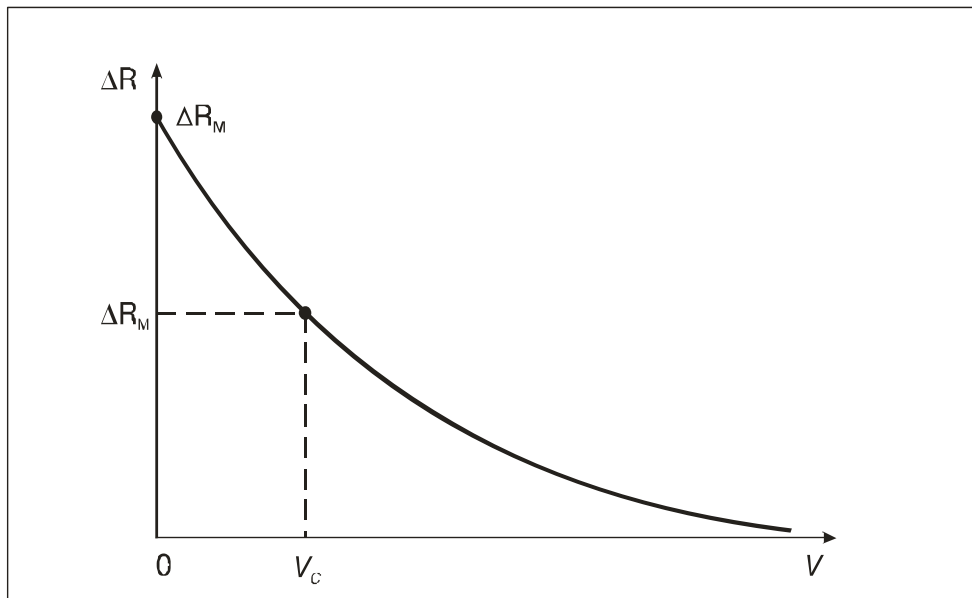


Рис. 2.3. Залежність приросту опору болметра ΔR від швидкості повітряного потоку V

Якщо потужність постійного струменя P буде зафіксовано і зміною швидкості потоку повітря можна буде стабілізувати приріст опору болометра ΔR , то відбудеться стабілізація коефіцієнта теплообміну болометра з навколишнім середовищем γ .

Температура навколишнього середовища T_0 буде впливати на приріст опору болометра ΔR . Цей вплив можна суттєво зменшити, якщо включити болометр у диференціальну схему, наприклад, у мостову, як показано на рис 2.4. На схемі R_6 – опір, за яким стабілізують коефіцієнт теплообміну; $R_{6к}$ – опір компенсаційного болометра, який ідентичний R_6 . Опори R_2 і R_3 однакові і значно більше опору R_6 , щоб більша частина струменю від джерела проходила по опорам $R_{6к}$ і R_6 .

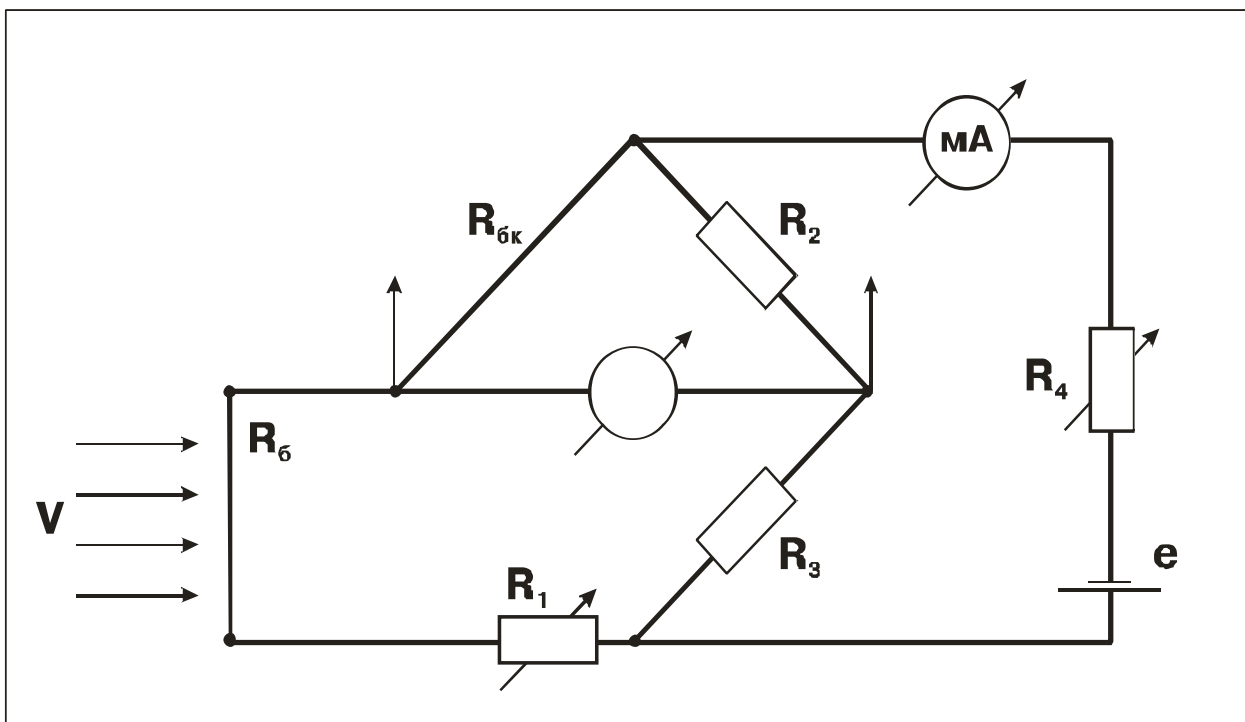


Рис. 2.4. Диференціальна схема включення болометра R_6

Задається температура нагріву компенсаційного болометра T , яка має значно перевищувати температуру навколишнього середовища T_0 і складати $(70 \div 80)^\circ \text{C}$. Тоді відносний приріст опору компенсаційного болометра складатиме

$$\frac{\Delta R_M}{R_0} = \alpha T \approx 0,3,$$

а відносний приріст опору стабілізації має бути менше і складати, наприклад,

$$\frac{\Delta R_c}{R_0} = 0,2.$$

До плеча моста, в якому знаходиться R_c , приєднується опір $R_1 = 0,1R_0$, щоб опори плечей з болометрами були рівними і міст був у стані рівноваги при визначеній швидкості повітряного потоку V_c . Тепер сигнал з діагоналі моста подають на диференційний підсилювач і далі на схему регулювання швидкості обертів вентилятора.

Постійний струмінь крізь болометри легко знаходиться за температурою нагріву компенсаційного болометра T та його робочим опором

$$R_{\text{БК}} = R_0(1 + \alpha T)$$

і коефіцієнтом теплообміну γ_0 з використанням співвідношення

$$\gamma_0 T = I^2 R_{\text{БК}}.$$

Коефіцієнт γ_0 легко знаходиться за відносним приростом опору, температурним коефіцієнтом опору платини і потужністю постійного струменя, що розсіюється у болометрі.

Коефіцієнти, що описують температурну залежність коефіцієнта теплообміну з навколишнім середовищем $\gamma(T) = \gamma_0 + \gamma_1 T + \gamma_2 T^2$, були апроксимовані за експериментальними даними, які були отримані при нагріві платиного болометра відомої довжини потужністю постійного струменя до певної температури, яка визначалася за приростом опору болометра [234]. Температурна залежність погонного коефіцієнта теплообміну з навколишнім

середовищем має наступні параметри: $\gamma_0 = 2,93 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{град}}$, $\sigma_{\gamma_0} = 0,01$;

$$\gamma_1 = 3,6 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{град}^2}, \sigma_{\gamma_1} = 0,02; \gamma_2 = 0$$

2.4. Метод вимірювання фактора ефективності поглинання тонкодротяного болометра на довжині хвилі 1,06 мкм

Абсолютні вимірювання енергетичних параметрів лазерного випромінювання платиновим тонкодротяним болометром потребують знання його фактора ефективності поглинання.

Визначити фактор ефективності поглинання платинового тонкодротяного болометра на довжині хвилі 1,06 мкм доволі важко, тому що комплексний показник заломлення, наведений у фізичних довідниках, має досить великий розбіг зі значною похибкою вимірювання. Вимірювався він, як правило, на плівках, що може відрізнитися від масивних зразків.

Пропонується метод вимірювання фактора ефективності поглинання платинового тонкодротяного болометра на довжині хвилі 1,06 мкм. Даний метод передбачає використання безперервного лазера, скануючого тонкодротяного болометра і абсолютного вимірювача потужності лазерного випромінювання, як показано на рис 2.5.

Безперервне випромінювання лазера з поляризацією, паралельною або перпендикулярною осі болометра, сканується ним у перерізі пучка, який реєструє таким чином профільний розподіл випромінювання вздовж координати X.

Вимірювання коефіцієнта поглинання тонкодротяного платинового болометра проводились на експериментальній установці, блок-схема якої наведена на рис 2.6. В якості джерела випромінювання використовувався безперервний лазер типу ЛТН-102, який працює на довжині 1,06 мкм. У лазера фіксувалася лінійна поляризація випромінювання шляхом розміщення в його резонаторі тонкої скляної пластинки під кутом Брюстера до напрямку випромінювання. Поворотом цієї пластинки відносно осі оптичного променя поляризація випромінювання встановлювалася вертикальною або горизонтальною. Діаметр лазерного пучка складав близько 2 мм. Болометр довжиною 1,8 см розміщувався вертикально у повітряній камері разом з вихідним лазерним випромінюванням і прийомною голівкою вимірювача

потужності ОСИОМ-А. Повітряна камера суттєво зменшує флуктуації коефіцієнта теплообміну з зовнішнім середовищем і флуктуацією його вихідного сигналу. Болومتر був поєднаний з кареткою, яка переміщувала його з постійною швидкістю у горизонтальній площині поперек оптичного пучка. Рівні вихідної потужності лазера були такими, що болومتر працював у лінійному режимі, тобто його зміни опору були пропорційні поглиненій ним оптичній потужності. Болومتر включався в одно з плечей рівно плечового моста постійного струму. Струм через міст регулювався та вимірювався прибором Щ68003. Розбаланс моста в його діагоналі подавався на підсилювач постійного струму Ф 116/2 і далі на самописець КСП-4.

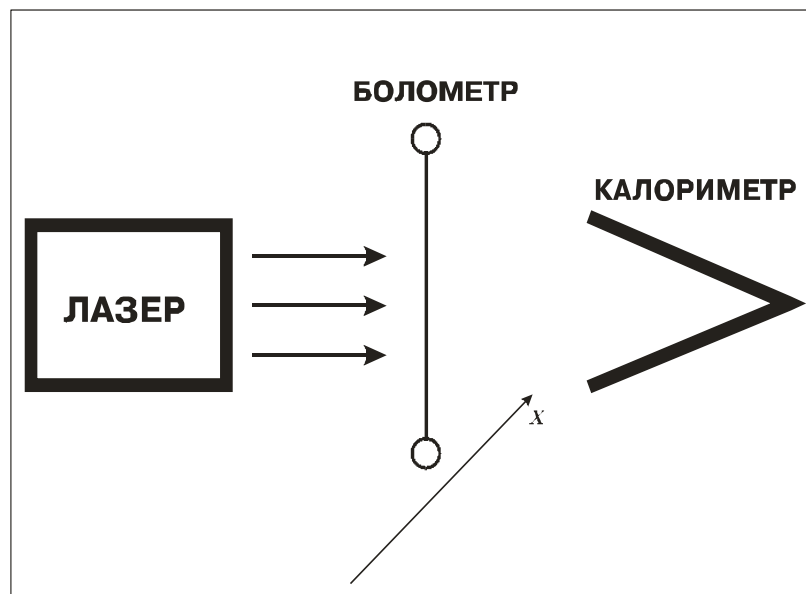


Рис. 2.5. Блок-схема вимірювання фактора ефективності поглинання болметра

При скануванні болметром пучка лазера реєструвався відносний профільний розподіл інтенсивності випромінювання $W(X)$. За отриманим профільним розподілом визначався діаметр оптичного пучка D , в якому міститься більше 99,9 % потужності випромінювання. Потужність випромінювання лазера P вимірювалася ватметром з відносним середнім квадратичним відхиленням (СКВ) 1,3 %. За виміряними значеннями потужності лазера і діаметра оптичного пучка визначалося абсолютне середнє значення

профільного розподілу інтенсивності випромінювання $\bar{W} = P / D$ і середнє значення профільного вихідного сигналу болометра \bar{U} . Після цього болометр переміщувався у певну точку профільного розподілу, наприклад, у максимум, реєструвався його максимальний сигнал U_{max} та вимірювалася поглинена ним оптична потужність $P_{погл}$ шляхом зменшення струму моста до його балансування за виразом:

$$P_{погл} = \frac{R_0}{4} (I_0^2 - I_1^2), \quad (2.3)$$

де: R_0 – початковий опір болометра; I_0 – початковий струм моста; I_1 – струм моста, при якому з болометра буде отримана потужність постійного струму, що дорівнює поглиненій оптичній потужності.

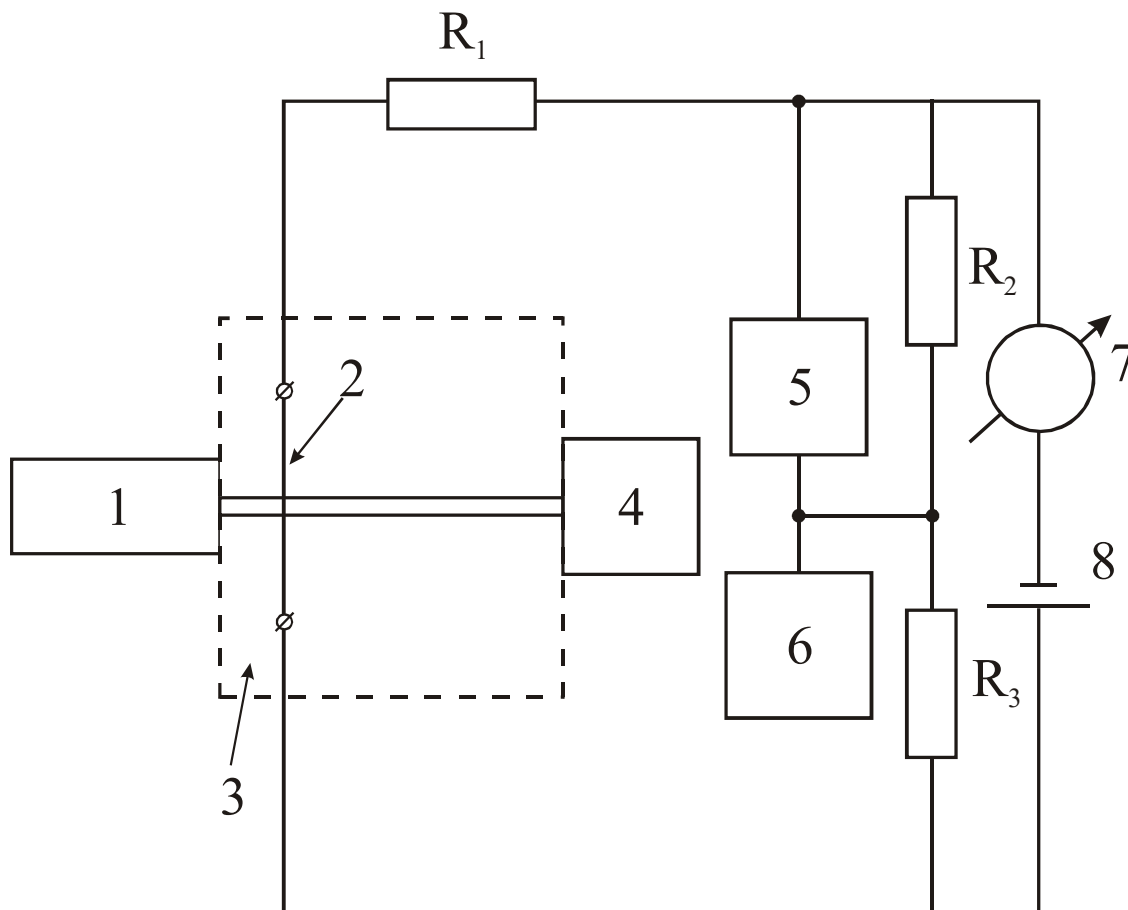


Рис. 2.6. Блок-схема експериментальної установки: 1 – лазер ЛТН-102; 2 – тонкодротяний болометр; 3 – повітряна камера; 4 – вимірювач потужності ОСИОМ-А; 5 – фотопідсилювач – Ф-116; 6 – самописець КСП-4; 7 – прибор Щ68003; 8 – джерело постійної напруги

Падаюча оптична потужність на болометр за цих умов буде:

$$P_{пад} = \overline{W} \frac{U_{max}}{U} d, \quad (2.4)$$

де d – діаметр болометра, який розраховувався за його опором, довжиною та питомим опором платини.

Фактор ефективності поглинання болометра знаходиться за співвідношенням:

$$q_{ногл} = \frac{P_{ногл}}{P_{пад}}. \quad (2.5)$$

За описаною методикою вимірювались фактори ефективності поглинання болометра $q_{ногл}^{E,H}$ для E - і H -поляризацій випромінювання. Коефіцієнт дихроїзму болометра дорівнює:

$$K_D = \frac{q_{ногл}^H}{q_{ногл}^E}. \quad (2.6)$$

На рис 2.7 наведені результати одного з експериментів. Показані записи профільних розподілів інтенсивності випромінювання для E - і H -поляризованих хвиль випромінювання. Опір болометра при температурі навколишнього середовища $T=20^\circ\text{C}$ складав $R_0=7,0$ Ом, а обрахований діаметр – 17,9 мкм. Відстань, яку проходить каретка з болометром, на одну маленьку клітинку складала 55,125 мкм. Праворуч на рис. 2.7 показано запис болометром стабільності потужності випромінювання лазера, яка не перевищує відносно СКВ 0,5 %. Ліворуч на цьому ж рисунку показано запис вихідного сигналу болометра при розбалансі моста на 0,1 Ом, який показує, що шуми індикаторної системи дуже малі. Результати вимірювань наведені у таблиці на рисунку. Так як діаметр болометра значно більше за довжину хвилі випромінювання, отримані фактори ефективності поглинання болометра дорівнюють його коефіцієнтам поглинання для відповідних поляризацій. Коефіцієнт дихроїзму склав $K_D=1,57$.

Проведемо оцінку похибки результатів вимірювань. Виходячи з (2.3), відносне СКВ поглиненої оптичної потужності $\sigma_{P_{\text{пог}}}$ визначалося за виразом

$$\sigma_{P_{\text{пог}}}^2 = \sigma_{R_0}^2 + \left(2 \frac{I_0^2}{I_0^2 - I_1^2}\right)^2 \sigma_{I_0}^2 + \left(-2 \frac{I_1^2}{I_0^2 - I_1^2}\right)^2 \sigma_{I_1}^2, \quad (2.7)$$

де $\sigma_{R_0} = 4 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_{I_0} = 2 \cdot 10^{-4}$, $\sigma_{I_1} = 3 \cdot 10^{-4}$ – відносні СКВ вимірювання опору R_0 і струменів I_0 та I_1 . Підставимо значення величин у формулу (2.7) і отримаємо $\sigma_{P_{\text{пог}}} = 4 \cdot 10^{-3}$.

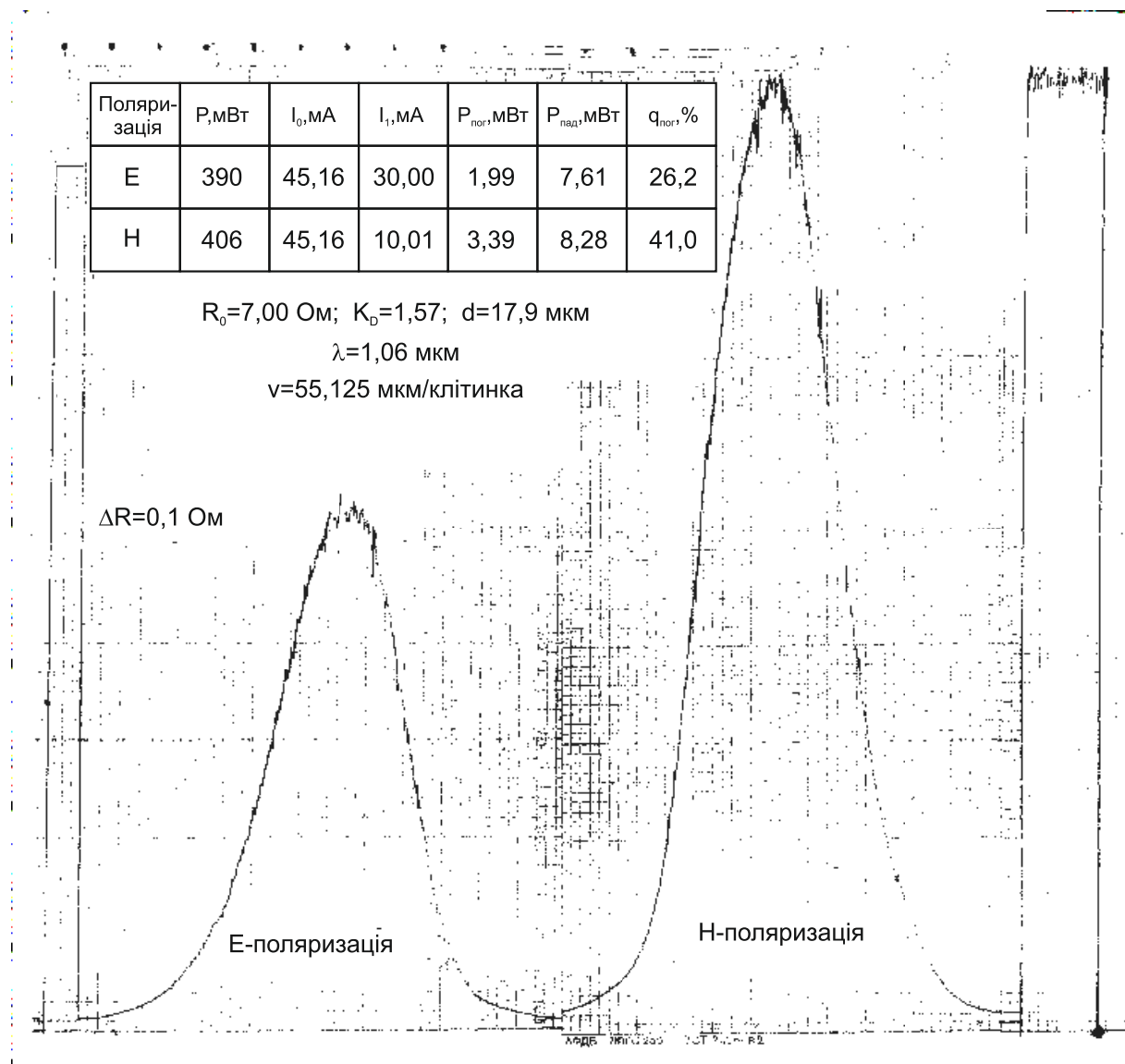


Рис. 2.7. Профільні розподіли інтенсивності випромінювання

Відносне СКВ падаючої потужності $\sigma_{P_{\text{пад}}}$ визначалося відповідно до (2.4) за виразом:

$$\sigma_{P_{nad}}^2 = \sigma_P^2 + \sigma_D^2 + \sigma_{U_{max}}^2 + \sigma_{\bar{U}}^2 + \sigma_d^2, \quad (2.8)$$

де: $\sigma_P = 1,3 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_D = 3 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_{U_{max}} = 5 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_{\bar{U}} = 2 \cdot 10^{-3}$, $\sigma_d = 3,5 \cdot 10^{-3}$ – відносні СКВ вимірних величин P , D , U_{max} , \bar{U} і d . Підставивши значення величин у формулу (2.8) та розрахувавши, отримаємо $\sigma_{P_{nad}} = 1,5 \cdot 10^{-2}$.

Відносне СКВ виміряного фактора ефективності поглинання болометра $\sigma_{q_{noz}}$ становитиме:

$$\sigma_{q_{noz}} = \left(\sigma_{P_{noz}}^2 + \sigma_{nad}^2 \right)^{\frac{1}{2}} = 1,6 \times 10^{-2}.$$

Відносне СКВ виміряного коефіцієнта дихроїзму болометра становитиме $\sigma_{K_D} = \sqrt{2} \sigma_{q_{noz}} = 2,3 \cdot 10^{-2}$.

Для зменшення похибки вимірювання фактора ефективності поглинання, в першу чергу, необхідно зменшити похибки вимірювання потужності лазера.

Розрахуємо коефіцієнти поглинання платинових циліндрів у наближенні геометричної оптики на довжині хвилі випромінювання 1,06 мкм. Після апроксимації даних, наведених у [239], отримуємо комплексний показник заломлення платини для даної довжини хвилі випромінювання:

$$m = m' - im'' = 3,6 - i6,7,$$

де: m' – показник заломлення; m'' – показник поглинання. У відповідності з [136, 248] коефіцієнти поглинання платинових циліндрів $A^{E,H}$ при нормальному падінні на них оптичного випромінювання визначаються за виразом:

$$A^{E,H} = 1 - \int_0^{\pi/2} r_{E,H}(\alpha, m', m'') \cos \alpha d\alpha, \quad (2.9)$$

де: $r_{E,H} = r_{s,p}$ – коефіцієнти відбиття Френеля за інтенсивністю плоскою поверхнею для s і p поляризацій випромінювання; α – кут падіння випромінювання на поверхню циліндра. Вирази для $r_{E,H}$ в залежності від кута α і величин m' і m'' наведені у роботі [240].

Проведені розрахунки дали наступні результати: $A^E = 0,274$ і $A^H = 0,387$, а $K_D = 1,42$.

Результати експерименту досить добре погоджуються з результатами розрахунків.

Таким чином, обґрунтовано і експериментально перевірено метод вимірювання фактора ефективності поглинання тонкодротяних болометрів. Даний метод може бути використаний в інших діапазонах довжин хвиль, для різних діаметрів і матеріалів болометрів.

2.5. Метод вимірювання факторів ефективності поглинання болометра двома тонкодротяними болометричними решітками

Розглянутий у попередньому підрозділі метод вимірювання є достатньо трудомістким, тому що при скануванні болометром лазерного пучка необхідно забезпечувати достатньо високу стабільність потужності випромінювання і вимірювальної системи болометра.

Для зменшення похибок при вимірюванні фактора ефективності поглинання для лазерного випромінювання з довжиною хвилі 1,06 мкм пропонується використовувати дворешітковий профільний болометр.

Схема експериментальної установки наведена на рис 2.8, де: 1 – неодимовий лазер ГОС1001, який працює у режимі вільної генерації з тривалістю імпульсу близько 0,8 мс і діаметром оптичного пучка близько 45 мм; 2 – стопа скляних пластин, розташована під кутом Брюстера до падаючого на неї випромінювання; 3 – дворешітковий профільний болометр; 4 – калориметр; 5 – багатоканальний високочутливий аналого-цифровий перетворювач (АЦП); 6 – комп'ютер.

У лазері фіксувався горизонтальний напрямок лінійної поляризації випромінювання шляхом розташування в його резонаторі скляної пластинки під кутом Брюстера до напрямку випромінювання, а також після резонатора розташовувалась стопа скляних пластинок під таким же кутом. Таке

розташування пластин приводило до того, що інтенсивність випромінювання з горизонтальною поляризацією після стопи складала 99,6 % від загальної інтенсивності випромінювання.

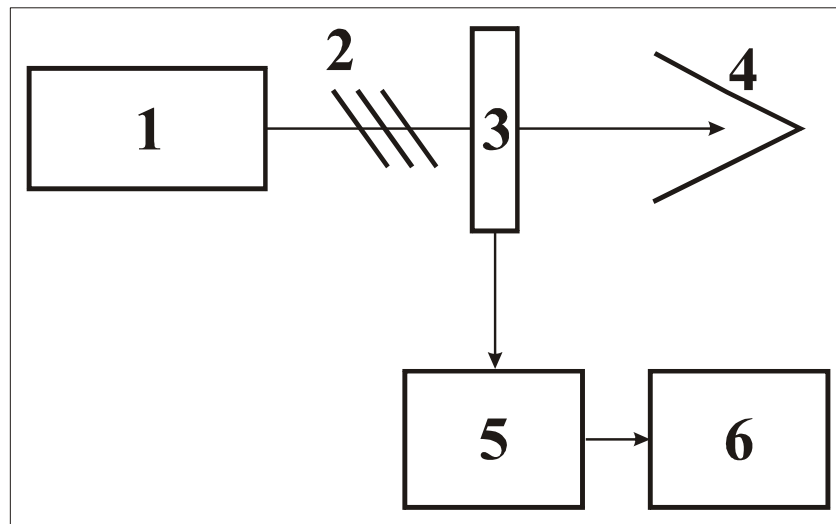


Рис. 2.8. Схема експериментальної установки: 1 – лазер; 2 – стопа скляних пластин; 3 – дворешітковий профільний болометр; 4 – калориметр; 5 – АЦП; 6 – комп'ютер

Принципова схема профільного болометра показана на рис 2.9. Болометр складається з двох ідентичних тонкодотяних платинових решіток з рівномірним періодом $\chi=4$ мм і довжиною болометричних елементів $l=80$ мм. Кількість елементів у кожній решітці складає $n=16$. Були використані два профільних болометри з діаметрами їхніх елементів $d_1=10$ мкм і $d_2=20$ мкм. На болометричні елементи решіток подавалась постійна напруга від джерела постійної напруги e через навантажувальні опори R , які набагато перевищували опори самих елементів. Струм через кожен елемент складав близько 0,5 мА. Сигнали з болометричних елементів подавались на АЦП типу ЛА-2USB-14 і поступали до комп'ютера для збереження. Вхідні опори каналів АЦП перевищували 1 МОм, і тому сигнали, які реєструвалися з болометричних елементів, були пропорційні напрузі. Час реєстрації вимірювання на кожному каналі складав 2,5 мкс, а час опитування 32-х каналів – 80 мкс. Рівень шуму на найчутливішій границі складав ± 20 мкВ, а динамічний діапазон – 14 біт.

Зміна напруги на болометричному елементі після дії оптичного імпульсу показана на рис 2.10, де U_{i0} – постійний зсув від джерела e , а U_i є його максимальним значенням. Теплова постійна часу болометра складає близько 10 мс, тому болометр інтегрує поглинену ним оптичну енергію, а час досягнення максимуму відповідає тривалості оптичного імпульсу.

Сигналом болометричного елемента є величина

$$e_{i,j} = \frac{U_{i,j} - U_{j,i0}}{U_{j,i0}} = \frac{\Delta R_{i,j}}{R_{i,j0}}, \quad i, j = 1, 2, \dots, 16, \quad (2.10)$$

де індекс i відповідає елементам вертикальної решітки, а індекс j – елементам горизонтальної решітки. Сигнали $e_{i,j}$ є відносними приростами опорів болометричних елементів, де $\Delta R_{i,j}$ – абсолютний приріст опорів, а $R_{i,j0}$ – початкові опори.

Співвідношення між діаметром болометрів d і періодом їхнього розташування χ менше 0,01, тому інтенсивність лазерного випромінювання практично повністю проходить крізь болометричні решітки і вимірюється калориметром 4 (рис 2.8).

Будемо розглядати лінійний режим роботи болометрів, коли відносні прирости їхніх опорів прямо пропорційні поглиненій ними оптичній інтенсивності випромінювання.

Діаметр оптичного пучка лазера з досить рівномірним розподілом інтенсивності випромінювання ненабагато перевищував 45 мм, і решітки з обраним періодом інтегрували інтенсивність лазерного випромінювання з похибкою не більше 1 %.

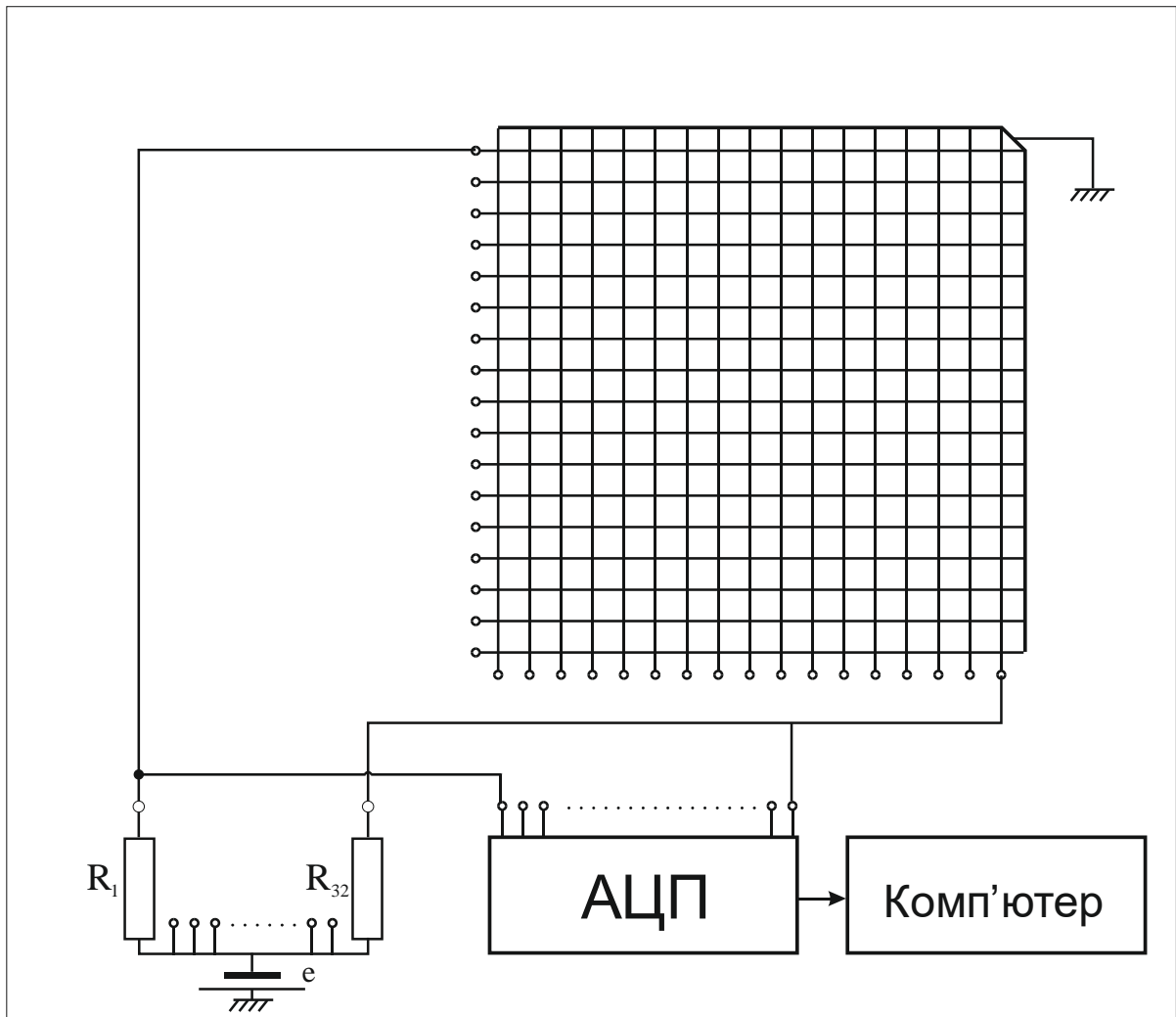


Рис. 2.9. Принципова схема профільного болометра і систем реєстрації його сигналів

Початкові опори болометричних елементів R_{i0} і R_{j0} попередньо вимірювалися з відносною похибкою менше 0,1 %. За сигналами решіток $e_{i,j}$ визначались абсолютні прирости опорів елементів $\Delta R_{i,j}$. Сигналами решіток будуть відношення сумарних приростів їхніх абсолютних опорів до сумарних значень їхніх початкових опорів, тобто

$$e^E = \frac{\sum_{j=1}^{16} \Delta R_j}{\sum_{j=1}^{16} R_{j0}} \quad \text{і} \quad e^H = \frac{\sum_{i=1}^{16} \Delta R_i}{\sum_{i=1}^{16} R_{i0}} \quad (2.11)$$

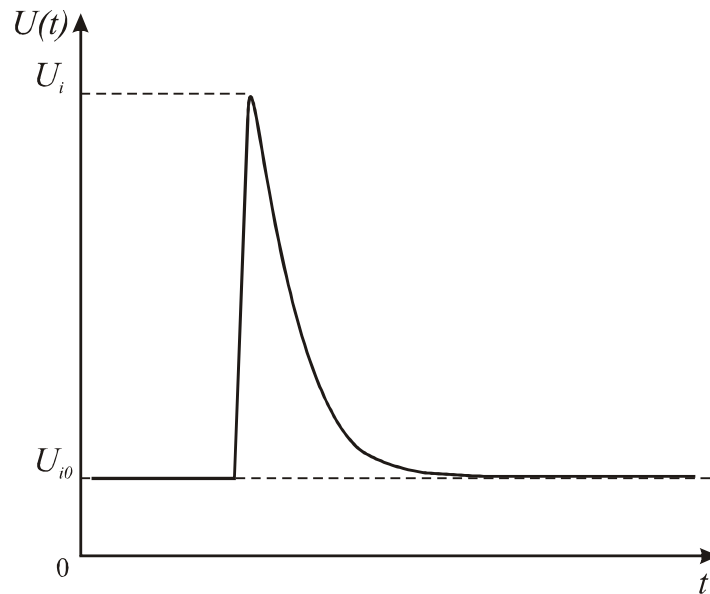


Рис. 2.10. Вихідний сигнал i -го болометричного елемента

По сигналах решіток, їхніх параметрах і вимірюваній енергії лазерного випромінювання визначаються фактори ефективності поглинання болометра для Е- і Н-поляризацій випромінювання. Середній відносний приріст опорів решіток у лінійному режимі роботи буде пропорційний середньому приросту температури решіток складатиме

$$e^{E,H} = \alpha \bar{T}^{E,H}, \quad (2.12)$$

де: α – температурний коефіцієнт опору матеріалу болометра; $\bar{T}^{E,H}$ – середнє підвищення температури болометрів решіток під дією оптичного імпульсу, яке визначається

$$\bar{T}^{E,H} = \frac{\bar{E}_{\text{пог}}^{E,H}}{mc} = \frac{q^{E,H} \bar{E} d}{mc} = \frac{q^{E,H} E d}{mc \ln \chi}, \quad (2.13)$$

де: $\bar{E}_{\text{пог}}^{E,H}$ – середня погонна енергія, поглинена болометром для відповідних поляризацій випромінювання; m – погонна маса болометра; c – питома теплоємність матеріалу болометра; $q^{E,H}$ – фактори ефективності поглинання болометра для відповідних поляризацій випромінювання; E – енергія випромінювання лазера.

В цих вимірюваннях присутня систематична похибка, викликана відношенням тривалості оптичного імпульсу t_i до теплової постійної часу болометра $\tau = mc/\gamma$, де γ – погонний коефіцієнт теплообміну болометра з навколишнім середовищем, яка дорівнює

$$\theta = -\frac{1}{2} \frac{t_i}{\tau}$$

Ця систематична похибка знижує максимум сигналу болометра.

Використовуючи формули (2.13) і (2.12), отримуємо співвідношення для фактора ефективності поглинання болометра для відповідних поляризацій випромінювання:

$$q^{E,H} = \frac{\pi d^{E,H} \rho c \ln \chi}{4\alpha E} e^{E,H} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{t_i}{\tau^{E,H}} \right), \quad (2.14)$$

де: ρ – питома щільність матеріалу болометра; t_i – тривалість оптичного імпульсу; $\tau^{E,H}$ – тепла постійна часу болометра, яка визначається за кривою його остигання; $d^{E,H}$ – середні діаметри болометрів решіток. Коефіцієнт $\left(1 + \frac{1}{2} \frac{t_i}{\tau^{E,H}} \right)$ виключає систематичну похибку зменшення сигналу болометра, викликану співвідношенням величин t_i і $\tau^{E,H}$. Діаметри болометричних елементів d визначаються за їхньою довжиною, початковим опором і питомим опором платини. Таким чином, вимірюючи за один імпульс випромінювання лазера значення повної енергії E і сигнали решіток $e^{E,H}$, визначаємо фактор ефективності поглинання болометра $q^{E,H}$.

Випадкова похибка вимірювання q^E буде визначатися відносним СКВ σ_{q^E} , яке, виходячи з виразу (2.14), буде мати вигляд:

$$\sigma_{q^E}^2 = \sigma_\rho^2 + \sigma_c^2 + \sigma_\chi^2 + \sigma_\alpha^2 + \sigma_{d^{E,H}}^2 + \sigma_E^2 + \sigma_1^2 + \sigma_1^2, \quad (2.15)$$

де: $\sigma_\rho, \sigma_c, \sigma_\chi, \sigma_\alpha, \sigma_{d^{E,H}}, \sigma_E, \sigma_1$ – відносні СКВ відповідних величин, а σ_1 – відносне СКВ відносного приросту опору першої решітки. Аналіз похибки σ_1 показує,

що якщо відносні СКВ $\sigma_{\Delta R_i}$ для всіх болометричних елементів решітки рівні між собою і дорівнюють 10^{-2} , а відносні СКВ $\sigma_{R_{0i}}$ також рівні між собою і дорівнюють 10^{-3} , тоді значення σ_1 буде

$$\sigma_1 = \frac{1}{4}(\sigma_{\Delta R_i}^2 + \sigma_{R_{0i}}^2)^{1/2} = 2,5 \cdot 10^{-3}.$$

Похибками σ_ρ і σ_1 можна знехтувати з огляду на їхню мізерність. Якщо болометри під дією випромінювання будуть нагріватися від 20°C до 200°C , то середнє значення α в цьому інтервалі температур буде складати $3,914 \text{ g} \cdot 10^{-1} \text{ grad}^{-1}$, а відносне СКВ невиключеного залишку систематичної похибки буде складати $\sigma_\alpha = 7,4 \cdot 10^{-3}$. Відносне СКВ періоду решітки складає $\sigma_\chi = 5 \cdot 10^{-3}$, а відносне СКВ довжини болометричних елементів – $\sigma_1 = 4 \cdot 10^{-3}$. Відносне СКВ вимірювання енергії імпульсу лазера складає $\sigma_E = 1,3 \cdot 10^{-2}$

За запропонованою методикою був проведений ряд вимірювань, в результаті яких отримані наступні показники. Значення питомої теплоємності платини – $c = 0,1321 \text{ Дж/г} \cdot \text{град}$, а питомої щільності – $\rho = 21,45 \text{ г/см}^3$. Енергія імпульсу лазера, яка вимірювалася калориметром, склала $E = 18,7 \text{ Дж}$, а сигнали

решіток були $\sum_{i=1}^{16} \Delta R_i = 206,98 \text{ Ом}$, $\sum_{i=1}^{16} \Delta R_{0i} = 1798,70 \text{ Ом}$, $\sum_{j=1}^{16} \Delta R_j = 336,51 \text{ Ом}$ і

$\sum_{j=1}^{16} \Delta R_{0j} = 1854,40 \text{ Ом}$. Вимірювані значення середніх теплових постійних часу

болометрів решіток, які визначаються за їхніми сумарними сигналами при охолодженні, дали наступні результати $\bar{\tau}_1 = 8,6 \text{ мс}$ і $\bar{\tau}_2 = 7,3 \text{ мс}$. Час наростання сумарних сигналів решіток, який дорівнює тривалості оптичного імпульсу, склав $t_i = 0,80 \text{ мс}$.

Коефіцієнт теплообміну вертикальних болометрів дещо менший за горизонтальні, тому що нагріте повітря від підігріву електричним зсувом і імпульсом випромінювання підіймається вертикально вздовж осей болометрів і

таким чином зменшує коефіцієнт теплообміну, а для горизонтальних болометрів нагріте повітря підіймається вертикально перпендикулярно до осей болометрів і підвищує коефіцієнт теплообміну. Дещо відрізняться можуть і середні погонні теплоємності болометрів решіток, тому що відрізняються \bar{d}_1 і \bar{d}_2 . Сигнал решітки з більшим діаметром зменшується на величину відношення діаметрів болометрів, щоб зрівняти падаючі на решітки енергії.

Для першого болометричного перетворювача, у якого середній діаметр болометрів однієї решітки складає $(9,63 \pm 0,03)$ мкм, а другої решітки – $(9,72 \pm 0,03)$ мкм, де невизначеності наведені абсолютними середніми квадратичними відхиленнями, середні значення факторів ефективності поглинання болометра склали $\bar{q}^{-E} = 0,172 \pm 0,002$ і $\bar{q}^{-H} = 0,299 \pm 0,005$, а коефіцієнт дихроїзму болометра – $K_D = \bar{q}^{-H} / \bar{q}^{-E} = 1,74 \pm 0,03$.

Для другого болометричного перетворювача, в якого середній діаметр болометрів однієї решітки склав $(20,78 \pm 0,03)$ мкм і другої решітки – $(21,04 \pm 0,03)$ мкм, були отримані середні значення факторів ефективності поглинання болометра $\bar{q}^{-E} = 0,274 \pm 0,005$ і $\bar{q}^{-H} = 0,436 \pm 0,005$, а коефіцієнт дихроїзму $K_D = 1,59 \pm 0,06$.

Основну похибку в результати вимірювань вносить похибка абсолютних вимірювань енергії імпульсу лазера калориметром, відносно середнє квадратичне відхилення якого складає $\pm 2,5$ %.

Таким чином, була обґрунтована методика вимірювання факторів ефективності поглинання тонкодотяних болометрів з використанням подвійної решітки. Фактори ефективності поглинання болометра $q^{E,H}$ вимірюються за один імпульс лазера для Е- і Н-поляризацій випромінювання. Виконані вимірювання факторів ефективності поглинання платинових болометрів діаметрами 10 мкм і 20 мкм на імпульсному випромінюванні неодимового лазера з довжиною хвилі 1,06 мкм. Даний метод може бути використаний в інших спектральних діапазонах і з іншими матеріалами болометрів.

2.6. Температурна залежність фактора ефективності поглинання лазерного випромінювання

Для абсолютних вимірювань інтенсивності випромінювання (безперервної потужності та енергії однократних імпульсів) необхідно знати фактори ефективності поглинання болометра для Е-поляризованого випромінювання, коли електричний вектор поля паралельний осі болометра, і для Н-поляризованого випромінювання, коли електричний вектор поля перпендикулярний до осі болометра. Фактор ефективності поглинання болометра є параметром, який показує, яка частина від падаючої інтенсивності випромінювання поглинається в ньому.

Фактор ефективності поглинання болометра визначається спектральним діапазоном, станом поляризації випромінювання, діаметром болометра і його температурою. Фактор ефективності поглинання болометра і, особливо, його температурна залежність при експериментальному вимірюванні стикаються зі значними технічними труднощами, а їхні результати мають суттєві похибки.

Температурна залежність фактора ефективності поглинання тонкодротяного платинового болометра вносить домінуючий внесок у нелінійність характеристики його перетворення, а похибка її визначення є домінуючою в похибці вимірювання енергетичних параметрів лазерного випромінювання [235].

Визначимо залежності фактора ефективності поглинання платинового болометра в діапазоні температур $(0 \div 1500)^\circ \text{C}$ на довжині хвилі 10,6 мкм.

Будемо використовувати температурну залежність питомої провідності платини і вирази класичної оптики для її показників заломлення і поглинання в довгохвильовій області спектра.

Фактор ефективності поглинання болометра розраховується за виразами, які були отримані на основі точного розв'язання задачі дифракції плоскої електромагнітної хвилі на циліндрі, який має кінцеву провідність [238]. Так,

при нормальному падінні Е- або Н-поляризованого випромінювання на циліндр він визначається за формулою:

$$q^{E,H} = \frac{2}{x} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(\operatorname{Re} a_n^{E,H} - |a_n^{E,H}|^2 \right), \quad (2.16)$$

де: $x = \frac{\pi d}{\lambda}$, d – діаметр циліндра, λ – довжина хвилі випромінювання, а

коефіцієнти $a_n^{E,H}$ визначаються співвідношеннями

$$a_n^E = \frac{mJ_n(x)J_n'(y) - J_n'(x)J_n(y)}{mH_n^{(2)}(x)J_n'(y) - H_n^{(2)'}(x)J_n(y)}, \quad (2.17)$$

$$a_n^H = \frac{J_n(x)J_n'(y) - mJ_n'(x)J_n(y)}{H_n^{(2)}(x)J_n'(y) - mH_n^{(2)'}(x)J_n(y)}, \quad (2.18)$$

в яких $m = m' - im''$ – комплексний показник заломлення матеріалу циліндра; m' і m'' – показники заломлення і поглинання; $y = \frac{\pi m d}{\lambda}$; $J_n(x)$, $J_n(y)$, $J_n'(x)$, $J_n'(y)$ – функції Беселя і їхні похідні; $H_n^{(2)}(x)$, $H_n^{(2)'}(x)$ – функція Ханкеля 2-го роду і її похідна.

Для довгохвильового діапазону випромінювання значення показника заломлення m' і показника поглинання m'' визначаються виразом [236]

$$m' = m'' = \sqrt{\frac{\mu \sigma}{f}}, \quad (2.19)$$

в якому μ – відносна магнітна проникність матеріалу циліндра, яка для платини складає 1; σ – питома провідність матеріалу циліндра в одиницях СГСЕ; f – частота випромінювання.

Питома провідність платини залежить від температури, тому фактори ефективності поглинання болометра також будуть залежати від температури. Співвідношення (2.19) у відповідності до електронної теорії металів буде справедливим в тому випадку, якщо період коливань випромінювання τ_e буде більшим за час релаксації електронів τ в металі [237], який визначається виразом

$$\tau = \frac{m}{Nf_e e^2} \sigma, \quad (2.20)$$

в якому: $m=9,1083 \cdot 10^{-28}$ г – маса електрона; $e=4,803 \cdot 10^{-10}$ одиниць СГСЕ – заряд електрона; $f_e=1$ – число вільних електронів на кожен атом; N – кількість атомів в одиниці об'єму; σ – провідність металу. Для платини при 0° С величина $N=1,667 \cdot 10^{22}$ [237], а час релаксації буде $\tau=2,17 \cdot 10^{-14}$ с, а період коливань випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм складатиме $3,533 \cdot 10^{-14}$ с. Необхідна умова $\tau_e > \tau$ виконується. З підвищенням температури платини час релаксації електронів τ буде зменшуватися, і нерівність $\tau_e > \tau$ буде підсилюватися. Так, для температури 1000° С величина $N=1,534 \cdot 10^{22}$ [237] і час релаксації електронів складає $\tau=0,538 \cdot 10^{-14}$ с.

У табл.2.3 представлені значення питомої провідності платини σ_i для фіксованих значень температури, які отримані по питомому опорі платини [232], та результати розрахунків за виразами (2.16) факторів ефективності поглинання платинових циліндрів для Е-поляризованого випромінювання q_i^E з діаметрами 3, 10 і 20 мкм для відповідних значень температури і їхні апроксимовані значення $q_{i\text{анр}}^E$.

Температурна залежність фактора ефективності поглинання платинових циліндрів апроксимувалась для кожного діаметра у вигляді полінома другого ступеня:

$$q^E(T) = q_0^E + a^E T + b^E T^2, \quad (2.21)$$

і значення постійних величин q_0^E , a^E і b^E і їхні відносні середні квадратичні відхилення (СКВ) σ_{q_0} , σ_{a^E} , σ_{b^E} знаходили методом найменших квадратів за методикою, наведеною у [233]. Нормовану температурну залежність фактора ефективності поглинання $F(T)$ виділяли наступним чином:

$$q^E(T) = q_0^E (1 + aT + bT^2) = q_0^E F(T), \quad (2.22)$$

де $a = a^E / q_0^E$, $b = b^E / q_0^E$.

Таблиця 2.3

Розраховані фактори ефективності поглинання платинових болометрів і їхні
апроксимовані значення

$T_i, ^\circ\text{C}$	σ_i СГСБ, 10^{16}	d=3 мкм		d=10 мкм		d=20 мкм	
		q_i^E	q_i^E апр	q_i^E	q_i^E апр	q_i^E	q_i^E апр
0	9,174	0,0580	0,0602	0,0363	0,0377	0,0317	0,0329
100	6,593	0,0682	0,0682	0,0427	0,0427	0,0373	0,0373
200	5,178	0,0767	0,0757	0,0481	0,0475	0,042	0,0415
300	4,286	0,0841	0,0828	0,0527	0,0519	0,0461	0,0454
400	3,673	0,0906	0,0895	0,0569	0,0561	0,0497	0,0491
500	3,228	0,0965	0,0957	0,0605	0,0601	0,053	0,0525
600	2,889	0,1018	0,1014	0,0639	0,0637	0,0559	0,0557
700	2,624	0,1066	0,1067	0,0670	0,067	0,0586	0,0586
800	2,410	0,1111	0,1116	0,0698	0,0701	0,061	0,0613
900	2,235	0,1152	0,116	0,0724	0,0729	0,0633	0,0637
1000	2,090	0,1190	0,1199	0,0748	0,0754	0,0654	0,0659
1100	1,967	0,1225	0,1234	0,0770	0,0776	0,0673	0,0678
1200	1,861	0,1258	0,1265	0,0791	0,0795	0,0692	0,0695
1300	1,772	0,1288	0,1291	0,0809	0,0811	0,0708	0,071
1400	1,693	0,1316	0,1312	0,0827	0,0825	0,0724	0,0722
1500	1,625	0,1342	0,1329	0,0844	0,0836	0,0738	0,0731

Для діаметрів болометра 3, 10 і 20 мкм нормована температурна залежність фактора ефективності поглинання виявилась однаковою і має вигляд:

$$F(T) = 1 + 1,38 \cdot 10^{-3} T - 3,8 \cdot 10^{-7} T^2 \quad (2.23)$$

з відносними СКВ $\sigma_{q_0} = 1,2\%$, $\sigma_a = 2,9\%$ і $\sigma_b = 6,3\%$. Відносні СКВ σ_{q_0} , σ_a , σ_b для всіх діаметрів болометра виявились також однаковими, а

значення q_0^E для відповідних діаметрів болометрів складають 0,0602, 0,0377 і 0,0329.

У роботі [135] був експериментально виміряний фактор ефективності поглинання платиного болометра з діаметром близько 10 мкм, який склав 0,038, що добре узгоджується з обрахованим значенням. Також добре узгоджуються температурні залежності фактора ефективності поглинання. Це підтверджує правильність використаної методики визначення фактора ефективності поглинання болометра на довжині хвилі випромінювання, що розглядається.

З отриманого виразу (2.23) видно, що нормовані температурні залежності факторів ефективності поглинання платинових болометрів з урахуванням відносних СКВ величин a і b не залежать від їхніх діаметрів. Їх нормована залежність $F(T)$ наведена на рис 2.11 і показує, що фактор ефективності поглинання болометра в діапазоні температур, що розглядається, збільшується в 2,2 рази. Аналогічна температурна залежність виявляється і для фактора ефективності поглинання болометра, що опромінюється Н-поляризованим випромінюванням.

Відносне СКВ σ_F нормованої залежності $F(T)$ [233] буде визначатися виразом:

$$\sigma_F^2 = \left(\frac{a}{F} \frac{\partial F}{\partial a} \right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{b}{F} \frac{\partial F}{\partial b} \right)^2 \sigma_b^2, \quad (2.24)$$

яке з ростом температури буде збільшуватися, як показано на рис 2.11. Його максимальне значення буде складати 2,6 %. Використовуючи отримані результати нормованої температурної залежності фактора ефективності поглинання платинових болометрів для отримання $q^{E,H}(T)$ необхідно розраховувати лише значення $q_0^{E,H}$.

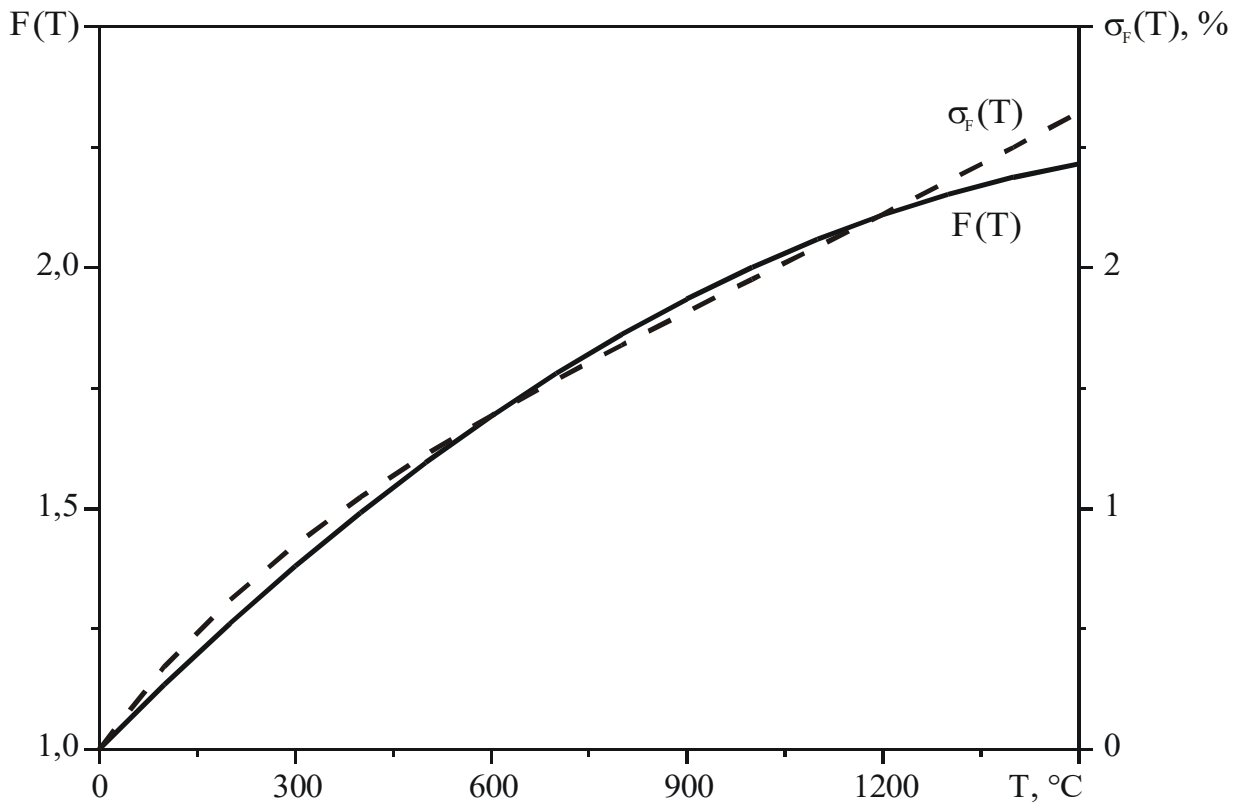


Рис. 2.11. Температурні залежності $F(T)$ і $\sigma_F(T)$

2.7. Підвищення точності визначення температурної залежності фактора ефективності поглинання платинового болометра

У розділі 2.6 було показано, що для платини і довжини хвилі випромінювання 10,6 мкм правдиві вирази класичної оптики для її показників заломлення і поглинання в довгохвильовій області спектра.

У цьому розділі розглянемо методику підвищення точності визначення температурної залежності фактора ефективності поглинання тонкодротяного платинового болометра. Для цього обрахуємо фактор ефективності поглинання платинового болометра q_0 для температури $T_0=0^\circ\text{C}$ і його відносне СКВ у залежності від відносних СКВ діаметра болометра d , довжини хвилі випромінювання λ і питомої провідності платини σ_n . Потім методом найменших квадратів визначимо два коефіцієнти температурної залежності, яка

апроксимується фактора ефективності поглинання болометра поліномом другого ступеня.

Фактор ефективності поглинання болометра обраховувався за виразом, отриманим на основі точного розв'язання задачі дифракції плоскої електромагнітної хвилі на циліндрі з кінцевою провідністю [236]. Він виражається через функції Беселя і Ханкеля, в яких аргументи залежать від відношення $\frac{d}{\lambda} = \rho$ і комплексного показника заломлення матеріалу циліндра $m = m' - im''$, де m' – показник заломлення і m'' – показник поглинання. Для платини і випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм, як показано в [232, 238], правдиві співвідношення:

$$m' = m'' = 9,487 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{\mu\sigma_n}{f}}, \quad (2.25)$$

де: μ – відносна магнітна проникність платини, яка дорівнює одиниці; f – частота випромінювання.

Відносне СКВ відношення ρ визначається виразом:

$$\sigma_\rho^2 = \sigma_d^2 + \sigma_\lambda^2, \quad (2.26)$$

в якому σ_d і σ_λ – відносні СКВ d і λ , які можуть бути визначені значеннями $\leq 10^{-3}$ і $\leq 10^{-4}$, відповідно. Відносне СКВ σ_m величини m' визначається за виразом:

$$\sigma_m^2 = \frac{1}{2} (\sigma_\sigma^2 + \sigma_f^2), \quad (2.27)$$

в якому відносне СКВ питомої провідності платини – $\sigma_\sigma \approx 10^{-3}$, а відносне СКВ частоти випромінювання лазера – $\sigma_f \approx 10^{-4}$.

Відносне СКВ фактора ефективності поглинання q_0 визначалося за формулою:

$$\sigma_{q_0}^2 = \left(\frac{\rho}{q_0} \frac{\partial q_0}{\partial \rho} \right)^2 \sigma_\rho^2 + \left(\frac{m'}{q_0} \frac{\partial q_0}{\partial m'} \right)^2 \sigma_m^2. \quad (2.28)$$

При температурі $T_0=0^\circ\text{C}$ питома провідність платини складає $\sigma_n=10,19\cdot 10^4$ См/см, довжина хвилі випромінювання – $\lambda=10,6$ мкм і для діаметра болометра – $d=10$ мкм обраховане значення – $q_0^E=0,03631$. Похідні рівняння (2.28) обраховувались на комп'ютері. Параметри, які входять у (2.28), мають числові значення: $\rho/q_0^E=81,62$; $\partial q_0^E/\partial\rho=-3,11\cdot 10^{-3}$; $m'/q_0^E=1,568\cdot 10^3$; $\partial q_0^E/\partial m'=-6,27\cdot 10^{-4}$ і для $\sigma_\rho=\sigma_m=10^{-3}$ виявляється відносно СКВ $\sigma_{q_0^E}=1,02\cdot 10^{-3}$. Близьким до цього значення виявляється $\sigma_{q_0^H}=9,95\cdot 10^{-4}$. Для діаметрів болометра 3 і 20 мкм значення $\sigma_{q_0^E}$, $\sigma_{q_0^H}$ виявляються близькими до отриманих для $d=10$ мкм.

У табл.2.4 наведені значення питомої провідності платини σ_i для фіксованих температур T_i в діапазоні $0\div 1500^\circ\text{C}$ [232]. У третьому стовпці наведені обраховані значення фактора ефективності поглинання болометра q_i^E для діаметра 10 мкм і Е-поляризованого випромінювання. У четвертому стовпці наведені апроксимовані значення фактора ефективності поглинання болометра поліномом другого ступеня:

$$q^E(T)=q_0^E+q_1^E T+q_2^E T^2, \quad (2.29)$$

в якому коефіцієнти $q_0^E=0,03769$; $q_1^E=5,2\cdot 10^{-5}\frac{1}{\text{град}}$; $q_2^E=-1,41\cdot 10^{-8}\frac{1}{\text{град}^2}$ і їхні СКВ $\sigma_{q_0}=1,2\%$; $\sigma_{q_1}=2,7\%$; $\sigma_{q_2}=6,2\%$ знаходилися методом найменших квадратів [233]. У п'ятому стовпці наведені апроксимовані значення температурної залежності фактора ефективності поглинання болометра таким же поліномом другого ступеня (2.29), тільки q_0^E бралось рівним 0,03631 і було відомим з оціненим відносним СКВ $\sigma_{q_0^E}=1,0\cdot 10^{-3}$, а методом найменших квадратів знаходились коефіцієнти q_1^E і q_2^E . Вони

виявились рівними $q_1^E = 5,53 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{град}}$ і $q_2^E = -1,60 \cdot 10^{-8} \frac{1}{\text{град}^2}$ з відносними

СКВ $\sigma_{q_1} = 1,7 \%$; $\sigma_{q_2} = 5,0 \%$.

Таблиця 2.4

Апроксимація факторів ефективності поглинання

$T_i, ^\circ\text{C}$	$\sigma_i, \cdot 10^4 \text{ СМ/СМ}$	q_i^E	$q_{i\text{анп}1}^E$	$q_{i\text{анп}2}^E$
1	2	3	4	5
0	10,1933	0,03631	0,03769	0,03631
100	7,3256	0,04271	0,04272	0,04168
200	5,7533	0,04808	0,04747	0,04673
300	4,7622	0,05273	0,05194	0,05146
400	4,0811	0,05685	0,05613	0,05587
500	3,5867	0,06054	0,06003	0,05995
600	3,2100	0,06390	0,06366	0,06372
700	2,9156	0,06695	0,06700	0,06717
800	2,6778	0,06977	0,07006	0,07030
900	2,4833	0,07237	0,07284	0,07311
1000	2,3222	0,07475	0,07533	0,07559
1100	2,1856	0,07697	0,07754	0,07776
1200	2,0678	0,07906	0,07948	0,07961
1300	1,9689	0,08095	0,08113	0,08114
1400	1,8811	0,08275	0,08249	0,08234
1500	1,8056	0,08439	0,08358	0,08323

Використана методика дозволила підвищити точність температурної залежності фактора ефективності поглинання платинового тонкодротяного болометра, яка апроксимувалася. Нормовану температурну залежність фактора ефективності поглинання болометра $F(T)$ виділяли наступним чином:

$$q^E(T) = q_0^E (1 + q_1 T + q_2 T^2) = q_0^E F(T), \quad (2.30)$$

де $q_1 = \frac{q_1^E}{q_0^E} = 1,52 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{град}}$, $q_2 = \frac{q_2^E}{q_0^E} = -4,4 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{град}^2}$, а їхні відносні СКВ

складають σ_{q_1} і σ_{q_2} . Проведений обчислювальний аналіз показав, що нормована температурна залежність фактора ефективності поглинання болометра $F(T)$ зберігається і для його діаметрів 3 і 20 мкм, а також для Н-поляризованого випромінювання в межах оцінених відносних СКВ σ_{q_1} і σ_{q_2} .

2.8. Висновки до розділу 2

1. Проведені вимірювання опору платиногового тонкого дроту при різних температурах нагріву. Вимірювання показали відповідність значень питомого опору платиногового провідника табличним, тому можуть бути використані для отримання температурної залежності опору провідників, які використовуються в болометричних приймачах випромінювання.
2. Запропонований і експериментально досліджений метод стабілізації коефіцієнта теплообміну болометра за допомогою повітряного потоку. Показано, що при фіксованій потужності постійного струменя і змінній швидкості потоку повітря можна стабілізувати коефіцієнт теплообміну болометра з навколишнім середовищем γ .
3. Запропоновані, обґрунтовані та експериментально перевірені методи вимірювання фактора ефективності поглинання платиногового болометра. Показано, що для довжини хвилі 1,06 мкм розрахунки коефіцієнтів поглинання у наближенні геометричної оптики добре узгоджуються з результатами експерименту по вимірюванню факторів ефективності поглинання. Показано, що основну похибку в результати вимірювань вносить похибка абсолютних вимірювань енергії імпульсу лазера калориметром, відносне СКВ якого складає $\pm 2,5$ %.

4. Розрахована температурна залежність фактора ефективності поглинання платинового тонкодротяного болометра в діапазоні температур $0 \dots 1500^\circ \text{C}$. Показано, що фактор ефективності поглинання у вказаному діапазоні температур збільшується в 2,2 рази та не залежить в межах оцінених відносних СКВ від діаметра болометра і стану поляризації лазерного випромінювання.
5. Отримані результати дозволяють створити абсолютні болометричні вимірювачі безперервної потужності і енергії імпульсу лазерного випромінювання.

Результати досліджень даного розділу наведено в таких публікаціях:

1. Kuzmichov V. M. Calibration of the wire platinum bolometers for pulsed laser power measurements / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Telecommunication and Radio Engineering. – 2002. – Vol. 58, № 11-12. – P. 133-143.
2. Кузьмичев В. М. Температурная зависимость фактора эффективности поглощения тонкопроволочного платинового болометра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Измерительная техника. – 2003. – № 3. – С. 20-22.
3. Kuzmichov V. M. Improving the accuracy of temperature dependence measurements for absorption efficiency factor of platinum bolometers / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Telecommunication and Radio Engineering. – 2003. – Vol. 60, № 1-2. – P. 104-107.
4. Измерение фактора эффективности поглощения тонкопроволочного болометра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, И. А. Приз, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, П. Коонс // Измерительная техника. – 2007. – № 7. – С. 28-30.
5. Измерение температурной зависимости факторов эффективности поглощения платинового болометра на длине волны излучения $1,06 \text{ мкм}$ / С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз //

- Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. – 2014. – Т. 11, № 2. – С. 40-46.
6. Пат. № 28304 Україна, МПК G 01 J 1/04. Спосіб вимірювання факторів ефективності поглинання тонкодротяних болометрів / Кузьмичов В. М., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О., Погорелов С. В.; заявник та власник патенту Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. – № u 2007 05014 ; заявл. 07.05.07 ; опубл. 10.12.07, Бюл. № 20.
 7. Measuring of the factor of absorption efficiency of thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, I. A. Priz, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2005 2-nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Yalta, Crimea, Ukraine, September 12-17, 2005. – Vol. 2. – P. 313-315.
 8. Кузьмичев В. М. Преобразование платиновым тонкопроволочным болометром энергии импульса лазера / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2003. – № 2. – С. 42-47.
 9. Кузьмичев В. М. Повышение точности определения температурной зависимости фактора эффективности поглощения тонкопроволочного платинового болометра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2004. – № 1. – С. 42-43.

РОЗДІЛ 3

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕРЕТВОРЕННЯ ТОНКОДРОТЯНИХ БОЛОМЕТРІВ

3.1. Перетворення лазерного випромінювання тонкодротяними болометрами

Падаюче на болометр випромінювання, як правило, має нерівномірний розподіл вздовж його довжини, що викликає нерівномірний нагрів болометра. Оскільки болометричний ефект носить інтегральний характер, то при аналізі характеристик перетворення дротових болометрів зручно користуватися середніми вздовж болометра значеннями погонної потужності \bar{P} або енергії \bar{E} падаючого випромінювання і середньою температурою нагріву. Ступінь нерівномірності розподілу $P(x)$, $E(x)$ і $T(x)$, де x – змінна координата вздовж болометра, можна охарактеризувати відносними середніми квадратичними відхиленнями σ_{P_0} , σ_{E_0} , σ_{T_0} відповідно, розглядаючи $P(x)$, $E(x)$ і $T(x)$ як ергодичні стаціонарні випадкові функції. Тоді маємо:

$$\bar{P} = \frac{1}{l} \int_0^l P(x) dx; \quad \sigma_{P_0}^2 = \frac{1}{l} \int_0^l \left[\frac{P(x)}{\bar{P}} - 1 \right]^2 dx, \quad (3.1)$$

де l – довжина болометра.

Аналогічно визначаються \bar{E} , σ_{E_0} і \bar{T} , σ_{T_0} .

Коефіцієнти перетворення безперервного η_P і імпульсного η_E випромінювання визначимо наступним чином: $\eta_P = \frac{\Delta R}{P \cdot R_0}$; $\eta_E = \frac{m \cdot \Delta R}{E \cdot R_0}$, де: ΔR – приріст опору болометра під дією випромінювання; R_0 – опір болометра при температурі навколишнього середовища; m – погонна маса болометра.

Використовуючи властивість дисперсії для випадкових величин, отримуємо залежність відносного приросту опору болометра від \bar{T} , яка має наступний вигляд:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = (\alpha_0 + \alpha_1 \delta \bar{T}) \bar{T},$$

де: α_0 – температурний коефіцієнт опору матеріалу болометра при температурі навколишнього середовища; α_1 – коефіцієнт температурної залежності температурного коефіцієнта опору; $\delta = 1 + \sigma_{T_0}^2$ – коефіцієнт, який характеризує ступінь нерівномірності розподілу температури вздовж болометра.

Для решіткових болометричних перетворювачів параметр $\delta = 1 + \sigma_{T_0}^2$ залежить від співвідношення площі апертури перетворювача S_0 і площі поперечного перерізу пучка випромінювання S , а також розподілу випромінювання в перерізі пучка. Параметр σ_{P_0} для решіткового перетворювача можна визначити за формулами, які аналогічні (3.1), різниця полягає лише у тому, що інтегрування ведеться по всій площі апертури перетворювача. Так, для пучка з рівномірним розподілом щільності потужності або енергії випромінювання $\delta = S_0/S$, а для пучка Гауса з середнім квадратичним радіусом σ – $\delta = S_0/4\pi\sigma^2$.

Зв'язок \bar{T} з \bar{P} або \bar{E}/m можна отримати з відповідних рівнянь теплового балансу.

Будемо розглядати тонкі болометри діаметром d у декілька мікрометрів, у яких $l \gg d$. У цьому випадку, коли довжина болометра перевищує розміри пучка випромінювання, втрати тепла через теплопровідність торців болометра незначні і ними можна знехтувати.

Якщо потік тепла за рахунок конвективного теплообміну з елементарної частки болометра Δx суттєво більше, ніж внаслідок теплопровідності матеріалу, тоді відносний розподіл температури нагріву практично співпадають

з відносним розподілом погонної потужності (енергії) падаючого випромінювання.

3.2. Характеристика перетворення тонкодротяного платиного болометра енергії імпульсу лазерного випромінювання на довжині хвилі 10,6 мкм

Для абсолютних вимірювань енергії імпульсу випромінювання лазера болометр необхідно градуювати, тобто знаходити залежність його коефіцієнта перетворення від ефективної питомої енергії $\eta(\delta\bar{E}/m)$, де: \bar{E} – середня погонна падаюча енергія по довжині болометра; m – погонна маса болометра; δ – коефіцієнт нерівномірності розподілу падаючої енергії по довжині болометра. Градування може проводитися з використанням абсолютного вимірювача енергії імпульсу лазерного випромінювання і при цьому потрібний контроль величин \bar{E} і δ . Ці операції технічно доволі складні і призводять до виникнення суттєвих похибок параметрів коефіцієнта перетворення болометра, що визначаються.

Проведемо обґрунтування методу градування тонкодротяного платиного болометра енергії імпульсу лазерного випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм, використовуючи температурні залежності питомого опору і питомої теплоємності платини, визначаючи температурну залежність фактора ефективності поглинання за температурними залежностями показників заломлення і поглинання матеріалу болометра та розв'язуючи усереднене вздовж болометра рівняння теплового балансу з непостійними коефіцієнтами і нерівномірним розподілом падаючої енергії.

Як видно з робіт [235, 234], рівняння вимірювання енергії імпульсу Е-поляризованого лазерного випромінювання тонкодротяним болометром має такий вигляд

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \eta'_0 \left[1 + a \frac{\delta \bar{E}}{m} + b \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} \right)^2 \right] \frac{\bar{E}}{m}, \quad (3.2)$$

де: R_0 – початковий опір болометра, а ΔR його максимальний приріст під дією випромінювання; $\eta'_0 = \alpha'_0 q'_0 / c'_0$ – коефіцієнт перетворення болометра в лінійному режимі роботи, коли рівні падаючої енергії випромінювання малі; α'_0 , q'_0 і c'_0 – значення фізичних параметрів при температурі навколишнього середовища; a і b – постійні коефіцієнти, які визначають нелінійність характеристики перетворення болометра. Величина

$$\eta \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} \right) = \eta'_0 \left[1 + a \frac{\delta \bar{E}}{m} + b \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} \right)^2 \right] \quad (3.3)$$

є коефіцієнтом перетворення болометра. Градування болометра полягає у визначенні величин η'_0 , a і b та їхніх відносних середніх квадратичних відхилень (СКВ) $\sigma_{\eta'_0}$, σ_a , σ_b .

На болометр діє імпульс випромінювання лазера, тривалість якого набагато менше за теплову постійну часу болометра, і за цей проміжок часу тепловими втратами з болометра можна знехтувати. Усереднення температури за поперечним перерізом болометра відбувається набагато швидше, ніж тривалість імпульсу випромінювання, і залишається лише розподіл температури вздовж болометра $T(x)$, який практично співпадає з розподілом погонної падаючої енергії $E(x)$. Нагрів болометра описується усередненим вздовж його довжини рівнянням теплового балансу з непостійними коефіцієнтами, які відображають температурні залежності фактора ефективності поглинання і питомої теплоємності. Усереднене диференціальне рівняння теплового балансу з розділеними змінними для температури навколишнього середовища T_0 матиме наступний вигляд:

$$\frac{c'_0 + c_1 \delta \bar{T}}{q'_0 + q'_1 \delta \bar{T} + q'_2 (\delta \bar{T})^2} d(\delta \bar{T}) = d \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} \right), \quad (3.4)$$

де: $c'_0 = c_0 + c_1 T_0$ – початкове значення питомої теплоємності матеріалу болометра при температурі навколишнього середовища T_0 ; $q'_0 = q_0 + q_1 T_0 + q_2 T_0^2$ – початковий фактор ефективності поглинання болометра; $q'_1 = q_1 - 2q_2 T_0$; $\bar{T} = \frac{1}{l} \int_0^l T(x) dx$ – середня температура нагріву болометра; l – повна довжина болометра; $\bar{E} = \frac{1}{l} \int_0^l E(x) dx$ – середня погонна падаюча енергія випромінювання на болометр; m – погонна маса болометра; $\delta = 1 + \sigma_{E_0}^2 \geq 1$ – коефіцієнт нерівномірності розподілу падаючої енергії вздовж болометра; $\sigma_{E_0}^2$ – відносна дисперсія нерівномірності розподілу падаючої енергії. Так як розтікання тепла вздовж болометра до закінчення дії імпульсу випромінювання дуже незначне, відносна дисперсія розподілу температури вздовж болометра $\sigma_{T_0}^2$ буде співпадати з $\sigma_{E_0}^2$.

Величину $\delta \bar{T} = T_{\text{ef}}$ назвемо ефективною температурою нагріву болометра, а

$\frac{\delta \bar{E}}{m} = \frac{E_{\text{ef}}}{m}$ – ефективною питомою падаючою енергією. Розв'язок рівняння (3.4)

з початковою умовою $\frac{E_{\text{ef}}}{m} = 0$ і $T_{\text{ef}} = 0$ має вигляд

$$\begin{aligned} \frac{E_{\text{ef}}}{m} = & \frac{1}{\sqrt{-\Delta}} \left(c'_0 - c_1 \frac{q'_1}{2q_2} \right) \ln \frac{(2q_2 T_{\text{ef}} + q'_1 - \sqrt{-\Delta})(q'_1 + \sqrt{-\Delta})}{(2q_2 T_{\text{ef}} + q'_1 + \sqrt{-\Delta})(q'_1 - \sqrt{-\Delta})} + \\ & + \frac{c_1}{2q_2} \ln \frac{q'_0 + q'_1 T_{\text{ef}} + q_2 T_{\text{ef}}^2}{q'_0}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

де $\Delta = 4q_2 q'_0 - q_1'^2 < 0$.

Таблиця 3.1

Залежності ефективної енергії E_{ef}/m від ефективної температури T_{ef}

$T_{ef}, ^\circ C$	$T_0=0^\circ C$	$T_0=20^\circ C$		$T_0=40^\circ C$
	$E_{ef}/m, \text{Дж/Г}$	$E_{ef}/m, \text{Дж/Г}$	$\sigma_{E_{ef}/m}$	$E_{ef}/m, \text{Дж/Г}$
0	0,00	0,00		0,00
100	331,91	324,72	0,011	317,97
200	633,77	620,48	0,011	607,98
300	913,09	894,44	0,011	876,89
400	1175,09	1151,60	0,011	1129,48
500	1423,54	1395,60	0,012	1369,25
600	1661,31	1629,18	0,012	1598,88
700	1890,61	1854,51	0,013	1820,42
800	2113,24	2073,28	0,013	2035,54
900	2330,63	2286,92	0,014	2245,61
1000	2544,02	2496,61	0,014	2451,78
1100	2754,46	2703,37	0,015	2655,04
1200	2962,87	2908,10	0,016	2856,26
1300	3170,10	3111,61	0,017	3056,22
1400	3376,91	3314,63	0,017	3255,64
1500	3584,01	3517,86	0,018	3455,19

Розрахунки залежності E_{ef}/m від T_{ef} при температурі навколишнього середовища $T=0; 20; 40^\circ C$ виконувалися для наступних значень коефіцієнтів: $c_0=0,13206 \text{ Дж/Г}\cdot\text{град}$; $c_1=2,76\cdot 10^{-5} \text{ Дж/Г}\cdot\text{град}^2$; $q_0=0,0377$; $q_1=5,19\cdot 10^{-5} \text{ 1/град}$; $q_2=-1,42\cdot 10^{-8} \text{ 1/град}^2$. Значення q_i відповідають діаметра болометра 10 мкм і Е-поляризованому випромінюванню з довжиною хвилі 10,6 мкм. Результати розрахунків величини E_{ef}/m для значень ефективної температури, які наведені

у 1-ому стовпці табл.3.1, наведені у 2-, 3- і 5-ому стовпцях таблиці. Видно, що величина E_{ef}/m нелінійна відносно величини T_{ef} , а з підвищенням кімнатної температури T_0 ефективна питома енергія E_{ef}/m зменшується при однаковому значенні ефективної температури T_{ef} , що визначається зростанням q'_0 зі збільшенням T_0 . Відносне СКВ обчислених значень $\sigma_{E_{ef}/m}$ для $T_0=20^\circ\text{C}$ визначається відносними СКВ величин, які входять у вираз (3.5), і оцінюється за формулою

$$\sigma_{E_{ef}/m}^2 = \sum_{i=1}^5 \left(\frac{x_i}{E_{ef}/m} \frac{\partial E_{ef}/m}{\partial x_i} \right)^2 \sigma_i^2, \quad (3.6)$$

де x_i і σ_i – коефіцієнти і їхні відносні СКВ величин виразу (3.5). При цьому вважаємо, що $\sigma_{T_{ef}} = 0$. Розрахунки значення відносних СКВ $\sigma_{E_{ef}/m}$ для температури $T_0=20^\circ\text{C}$ наведені у 4-ому стовпці табл.3.1. Внесок кожного відносного СКВ коефіцієнтів співвідношення (3.5) видно зі складових виразу (3.6) для еквівалентної температури $T_{ef}=800^\circ\text{C}$

$$\sigma_{E_{ef}/m} = \left(\begin{array}{l} 0,866\sigma_{c_0}^2 + 4,846 \cdot 10^{-3} \sigma_{c_1}^2 + 0,52\sigma_{q_0}^2 + \\ + 0,108\sigma_{q_1}^2 + 1,808 \cdot 10^{-3} \sigma_{q_2}^2 \end{array} \right)^{\frac{1}{2}} = 0,01311. \quad (3.7)$$

У виразі (3.3) коефіцієнт перетворення болометра представлений добутком η'_0 на нормований коефіцієнт перетворення болометра $F(E_{ef}/m)$, який записаний у вигляді апроксимованого поліному другого ступеня від ефективної питомої енергії E_{ef}/m . Вираз нормованого коефіцієнта перетворення болометра отримуємо з рівняння вимірювання

$$\frac{\Delta R}{R_0} = (\alpha'_0 + \alpha_1 \delta \bar{T}) \bar{F} = \frac{\alpha'_0 q'_0 c'_0}{c'_0 q'_0} \left(1 + \frac{\alpha_1}{\alpha'_0} T_{ef} \right) \frac{T_{ef} \bar{E}}{E_{ef}/m m} = \eta'_0 F \left(\frac{E_{ef}}{m} \right) \frac{\bar{E}}{m}, \quad (3.8)$$

де $\frac{\alpha'_0 q'_0}{c'_0} = \eta'_0$ – початковий коефіцієнт перетворення болометра при температурі навколишнього середовища T_0 , коли він працює у лінійному режимі роботи, а

$$F\left(\frac{E_{\text{еф}}}{m}\right) = \frac{c'_0}{q'_0} \left(1 + \frac{\alpha_1}{\alpha'_0} T_{\text{еф}}\right) \frac{T_{\text{еф}}}{E_{\text{еф}}/m} = 1 + a \frac{E_{\text{еф}}}{m} + b \left(\frac{E_{\text{еф}}}{m}\right)^2 \quad (3.9)$$

є виразом для нормованого коефіцієнта перетворення болометра і його апроксимацією поліномом другого ступеня. Початковий коефіцієнт перетворення болометра η'_0 визначається температурою навколишнього середовища T_0 і може бути представлений виразом:

$$\eta'_0 = \frac{(\alpha_0 + \alpha_1 T_0) q_0 (1 + q_1 T_0 + q_2 T_0^2)}{c_0 + c_1 T_0} \quad (3.10)$$

і в діапазоні температур $(0 \dots 40)^\circ \text{C}$ збільшується лінійно на 4,00%, як показано на рис 3.1. Тому значення η'_0 необхідно брати у відповідності до значень T_0 .

Значення $\eta_0 = \eta'_0(0^\circ \text{C}) = 1,136 \cdot 10^{-3} \frac{\text{Г}}{\text{Дж}}$. Відносне СКВ початкового коефіцієнта

перетворення болометра η_0 при $T_0=0^\circ \text{C}$ буде мати вигляд:

$$\sigma_{\eta_0} = \left(\sigma_{\alpha_0}^2 + \sigma_{q_0}^2 + \sigma_{c_0}^2\right)^{\frac{1}{2}} = 1,2 \%$$

і залишається практично незмінним при інших значеннях T_0 .

Значення нормованого коефіцієнта перетворення болометра $F(E_{\text{еф}}/m)$ для фіксованих температур навколишнього середовища T_0 були розраховані у відповідності до виразу (3.9) і результатів табл.3.1. Отримані залежності наведені на рис 3.2. Вони зі збільшенням $E_{\text{еф}}/m$ зростають, проходять через максимум і потім спадають. Залежність для $T_0=0^\circ \text{C}$ проходить вище кривої для $T_0=20^\circ \text{C}$, яка вище кривої для $T_0=40^\circ \text{C}$. Криві визначаються значенням початкового коефіцієнта перетворення болометра η'_0 . Величина $F(E_{\text{еф}}/m) - 1 = \Theta$ є систематичною похибкою вимірювання середньої питомої погонної падаючої енергії випромінювання лазера на болометр \bar{E}/m , викликаною нелінійністю характеристики перетворення останнього, яка у відповідності до отриманих залежностей може досягати +18 %.

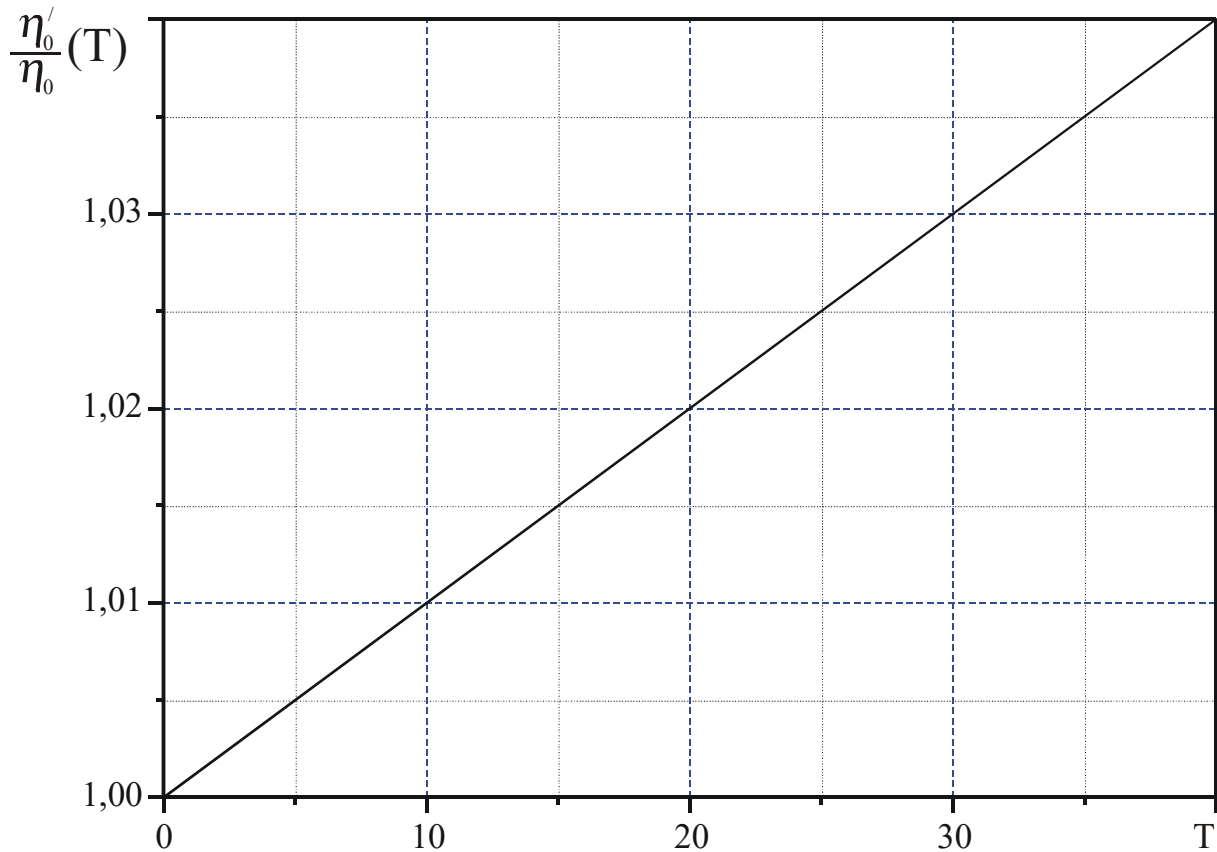


Рис. 3.1. Залежність нормованого початкового коефіцієнта перетворення болометра від температури навколишнього середовища

Апроксимація нормованого коефіцієнта перетворення болометра $F(E_{ef}/m)$ поліномом другого ступеня у відповідності до виразу (3.9) проводилась методом найменших квадратів з визначенням коефіцієнтів a і b та їхніх відносних СКВ σ_a і σ_b . Результати апроксимації і значення η_0' наведені у табл.3.2, з якої видно, що зі збільшенням T_0 коефіцієнти a і b та їхні відносні СКВ дещо зменшуються. Для інших значень T_0 дані коефіцієнти можна визначати інтерполяцією між наведеними значеннями.

Таким чином, у рівнянні вимірювання енергії імпульсу лазерного випромінювання платиновими тонкодротяними болометрами (3.2) визначені основні величини η_0' a і b та їхні відносні СКВ, тобто виконане градуювання болометра діаметром 10 мкм для Е-поляризованого випромінювання з

довжиною хвилі 10,6 мкм. Аналогічним чином можна провести градування і для інших діаметрів болометра. Рівняння вимірювання (3.2) є кубічним відносно середньої погонної питомої енергії \bar{E}/m , а залежність $\Delta R/R_0$ від \bar{E}/m є однозначною і безперервною функцією у розглянутому діапазоні ефективної питомої енергії $\delta \bar{E}/m$.

Таблиця 3.2

Коефіцієнти апроксимації функції перетворення

$T_0=0^\circ C$	$T_0=20^\circ C$	$T_0=40^\circ C$
$\eta'_0 = 1,136 \cdot 10^{-3} \text{ г/Дж}$	$\eta'_0 = 1,159 \cdot 10^{-3} \text{ г/Дж}$	$\eta'_0 = 1,181 \cdot 10^{-3} \text{ г/Дж}$
$a = 1,367 \cdot 10^{-4} \text{ г/Дж};$ $\sigma_a = 4,06 \cdot 10^{-3}$	$a = 1,3604 \cdot 10^{-4} \text{ г/Дж};$ $\sigma_a = 3,95 \cdot 10^{-3}$	$a = 1,354 \cdot 10^{-4} \text{ г/Дж};$ $\sigma_a = 3,85 \cdot 10^{-3}$
$b = -2,705 \cdot 10^{-8} \text{ г}^2/\text{Дж}^2;$ $\sigma_b = 7,11 \cdot 10^{-3}$	$b = -2,763 \cdot 10^{-8} \text{ г}^2/\text{Дж}^2;$ $\sigma_b = 6,87 \cdot 10^{-3}$	$b = -2,82 \cdot 10^{-8} \text{ г}^2/\text{Дж}^2;$ $\sigma_b = 6,66 \cdot 10^{-3}$

Найкращі метрологічні характеристики має дворешітковий тонкодотятий профільний болометр для вимірювання енергії імпульсу лазерного випромінювання [235], в якому реєструються сигнали з кожного болометричного елемента. Рівняння вимірювання таким вимірювачем є аналогічним до (3.2), тільки у коефіцієнтів a і b з'являються множники, пов'язані з поляризаційними коефіцієнтами взаємодії випромінювання з болометрами решіток і фактором ефективності поглинання Н-поляризованого випромінювання q^H . Поляризаційні коефіцієнти взаємодії і коефіцієнт нерівномірності розподілу падаючої інтенсивності випромінювання по вхідній апертурі решіток δ визначається за профільним сигналом болометричного вимірювача. При вимірюванні профільних сигналів з відносним СКВ 10^{-3} основний внесок до сумарної похибки вимірювання енергії імпульсу випромінювання лазера вносять відносні СКВ величин q'_0 , a і b .

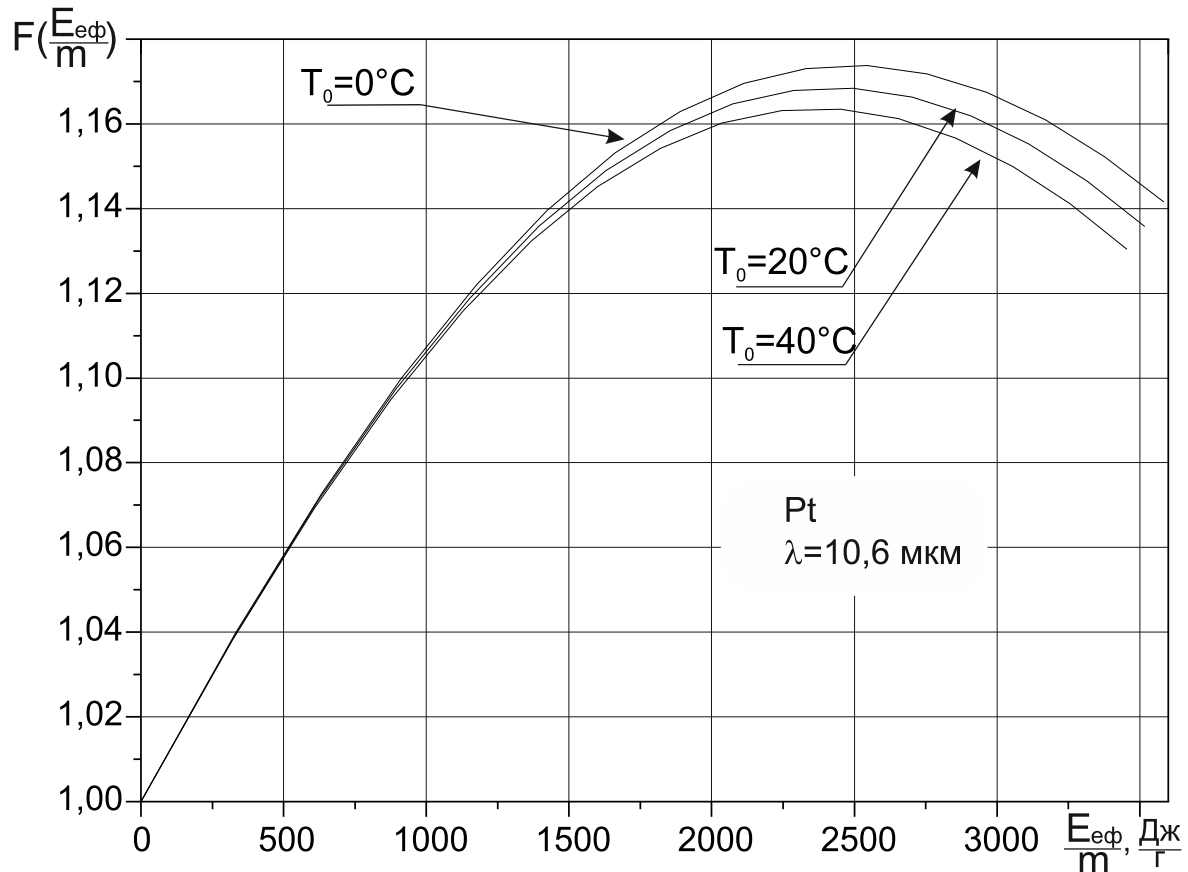


Рис. 3.2. Залежності нормованого коефіцієнта перетворення болометра $F(E_{\text{эф}}/m)$ для трьох температур навколишнього середовища

3.3. Характеристика перетворення тонкодротяного платиного болометра безперервної потужності лазера на довжині хвилі 10,6 мкм

Визначимо коефіцієнт перетворення тонкодротяного платиного болометра безперервної потужності лазера на довжині хвилі 10,6 мкм, використовуючи відому температурну залежність питомого опору платини, довгохвильовий зв'язок комплексного показника заломлення платини з питомою провідністю і вимірною температурною залежністю коефіцієнта теплообміну болометра з зовнішнім середовищем для конкретного вимірювального пристрою.

Розглянемо болометр загальною довжиною $2l$, який направлений вздовж осі X . Начало координат розміщено посередині болометра. Під лазерним випромінюванням виникає стала залежність підвищення температури вздовж болометра $T(x)$ відносно температури навколишнього середовища, як показано на рис 3.3. Якщо залежність опору болометра від температури $R(T)$ визначається поліномом другого ступеня, то відносний приріст опору болометра від елементарної частки довжиною dx в околі точки x буде таким:

$$\frac{dR(x)}{R_0} = [\alpha_0 + \alpha_1 T(x)] T(x) \frac{dx}{2l}, \quad (3.11)$$

де: R_0 – початковий опір болометра; $\alpha_0 = \alpha'_0 + \alpha_1 T_0$ і α_1 – лінійний і квадратичний коефіцієнти залежності опору від температури: α'_0 – ТКО болометра при температурі навколишнього середовища $T_0=0^\circ \text{C}$. Повний приріст відносного опору болометра визначається таким чином:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \int_{-l}^{+l} \frac{dR(x)}{R_0} dx = (\alpha_0 + \alpha_1 \overline{\delta T}) \overline{T}, \quad (3.12)$$

де: $\overline{T} = \frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} T(x) dx$ – середня температура вздовж болометра;

$\frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} T^2(x) dx = \overline{T^2}$ – середній квадрат температури вздовж болометра, який

отримуємо $\overline{T^2} = \sigma_T^2 + \overline{T}^2 = (\sigma_{T_0}^2 + 1) \overline{T}^2 = \delta \overline{T}^2$; де σ_T і σ_{T_0} – середньоквадратичні абсолютне і відносне відхилення температури від середнього значення \overline{T} , а $\delta = \sigma_{T_0}^2 + 1$ – коефіцієнт нерівномірності розподілу температури вздовж болометра.

Співвідношення (3.12) показує, що нерівномірність розподілу температури підсилює нелінійність приросту опору болометра в δ раз.

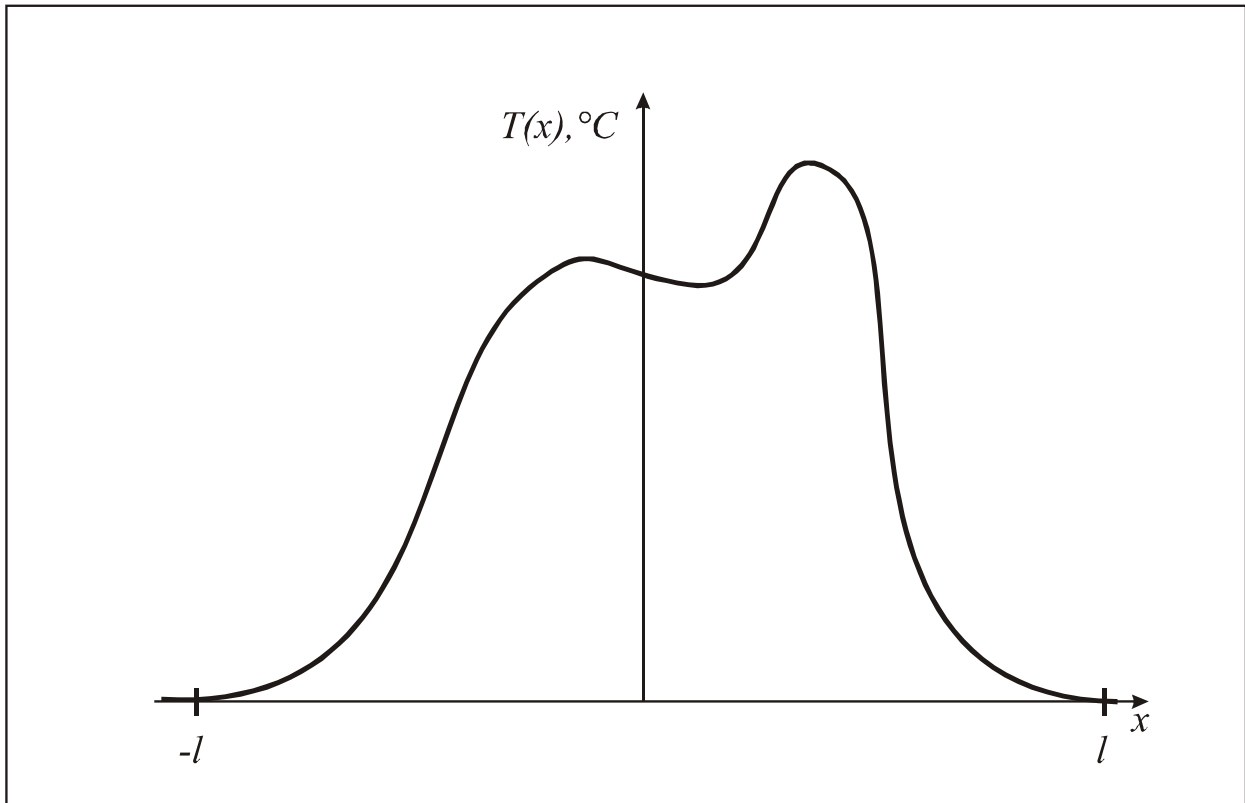


Рис. 3.3. Розподіл температури вздовж болометра

Перейдемо до аналізу нагріву болометра випромінюванням лазера. Хай на болометр падає випромінювання з погонною потужністю $P(x)$. Фактор ефективності поглинання болометра залежить від температури $q(T(x))$ і погонний коефіцієнт теплообміну з зовнішнім середовищем також залежить від температури $\gamma(T(x))$. Тому як використовуються тонкодротяні болометри діаметром від 3 до 20 мкм, то температура по поперечному перерізу дуже швидко усереднюється і залишається залежність тільки від координати x . Рівняння теплового балансу елементарної частинки болометра довжиною dx буде

$$\gamma(T(x))dT(x) = q(T(x))dP(x), \quad (3.13)$$

де $dT(x)$ і $dP(x)$ – елементарні прирости температури і падаючої погонної потужності. Як показано у попередньому розділі, фактор ефективності поглинання платиного болометра доволі добре описується на довжині хвилі випромінювання 10,6 мкм поліномом другого ступеня

$$q(T) = q_0 + q_1 T + q_2 T^2,$$

де: $q_0 = q'_0 + q'_1 T_0 + q_2 T_0^2$ – початковий фактор ефективності поглинання болометра при навколишній температурі T_0 , а $q_1 = q'_1 + 2q_2 T_0$ і q_2 – коефіцієнти лінійної і квадратичної залежностей його від температури; q'_0 – фактор ефективності поглинання болометра при температурі $T_0 = 0^\circ\text{C}$; q'_1 – лінійний коефіцієнт при температурі $T_0 = 0^\circ\text{C}$.

Залежність від температури погонного коефіцієнта теплообміну з зовнішнім середовищем будемо описувати також поліномом другого ступеня

$$\gamma(T) = \gamma_0 + \gamma_1 T + \gamma_2 T^2,$$

де: $\gamma_0 = \gamma'_0 + \gamma'_1 T_0 + \gamma_2 T_0^2$ – початковий погонний коефіцієнт теплообміну при навколишній температурі T_0 ; γ'_0 – погонний коефіцієнт теплообміну при температурі $T_0 = 0^\circ\text{C}$, а $\gamma_1 = \gamma'_1 - 2\gamma_2 T_0$ і γ_2 – коефіцієнти лінійної і квадратичної залежностей його від температури; γ'_1 – лінійний коефіцієнт при температурі $T_0 = 0^\circ\text{C}$.

Рівняння (3.13) набуває вигляду

$$(\gamma_0 + \gamma_1 T(x) + \gamma_2 T^2(x)) dT(x) = (q_0 + q_1 T(x) + q_2 T^2(x)) dP(x). \quad (3.14)$$

Проведемо усереднення отриманого рівняння (3.14) по всій довжині болометра, тобто

$$\frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} \gamma[T(x)] dT(x) dx = \frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} q[T(x)] dP(x) dx. \quad (3.15)$$

Усереднимо спочатку почленно ліву частину рівняння (3.15). Перший доданок буде наступним:

$$\frac{\gamma_0}{2l} \int_{-l}^{+l} \partial_T T(x) dx = \frac{\gamma_0}{2l} \partial_T \int_{-l}^{+l} T(x) dx = \gamma_0 \partial_T \bar{T} = \gamma_0 d\bar{T},$$

де ∂_T – диференціал по температурі T . Другий доданок буде таким:

$$\frac{\gamma_1}{2l} \int_{-l}^{+l} T(x) \partial_T T(x) dx = \frac{\gamma_1}{2l} \frac{\partial_T}{2} \int_{-l}^{+l} T^2(x) dx = \gamma_1 \delta \bar{T} d\bar{T}.$$

Третій доданок має вигляд:

$$\frac{\gamma_2}{2l} \int_{-l}^{+l} T^2(x) \partial_T T(x) dx = \frac{\gamma_2}{3} \frac{\partial_T}{2l} \int_{-l}^{+l} T^3(x) dx = \frac{\gamma_2}{3} \partial_T \delta^2 \bar{T}^3 = \gamma_2 \delta^2 \bar{T}^2 d\bar{T}.$$

Розв'язання цього інтегралу розглянемо для конкретних розподілів температури вздовж болометра, а саме для рівноймовірного для частки довжини болометра і нормального з довільними середнім квадратичним відхиленням розподілів.

Розглянемо розв'язання інтеграла

$$\frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} T^3(x) dx \quad (3.16)$$

спочатку для рівноймовірного розподілу температури, симетрично розташованого вздовж болометра, як показано на рис 3.2, тобто $T(x) = T_0$ для $-a \leq x \leq +a$. Середнє значення температури буде становити:

$$\bar{T} = \frac{1}{2l} \int_{-a}^{+a} T(x) dx = \frac{a}{l} T_0.$$

Відносна дисперсія розподілу температури буде такою:

$$\sigma_{T_0}^2 = \frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} \left[\frac{T(x)}{\bar{T}} - 1 \right]^2 dx = \frac{l}{a} - 1,$$

а коефіцієнт нерівномірності розподілу температури виразиться формулою

$$\delta = \sigma_{T_0}^2 + 1 = \frac{l}{a}.$$

Інтеграл (3.16) буде мати вигляд:

$$\frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} T^3(x) dx = \frac{1}{2l} \int_{-a}^{+a} T_0^3 dx = \left(\frac{l}{a} \right) \bar{T}^3 = \delta^2 \bar{T}^3. \quad (3.17)$$

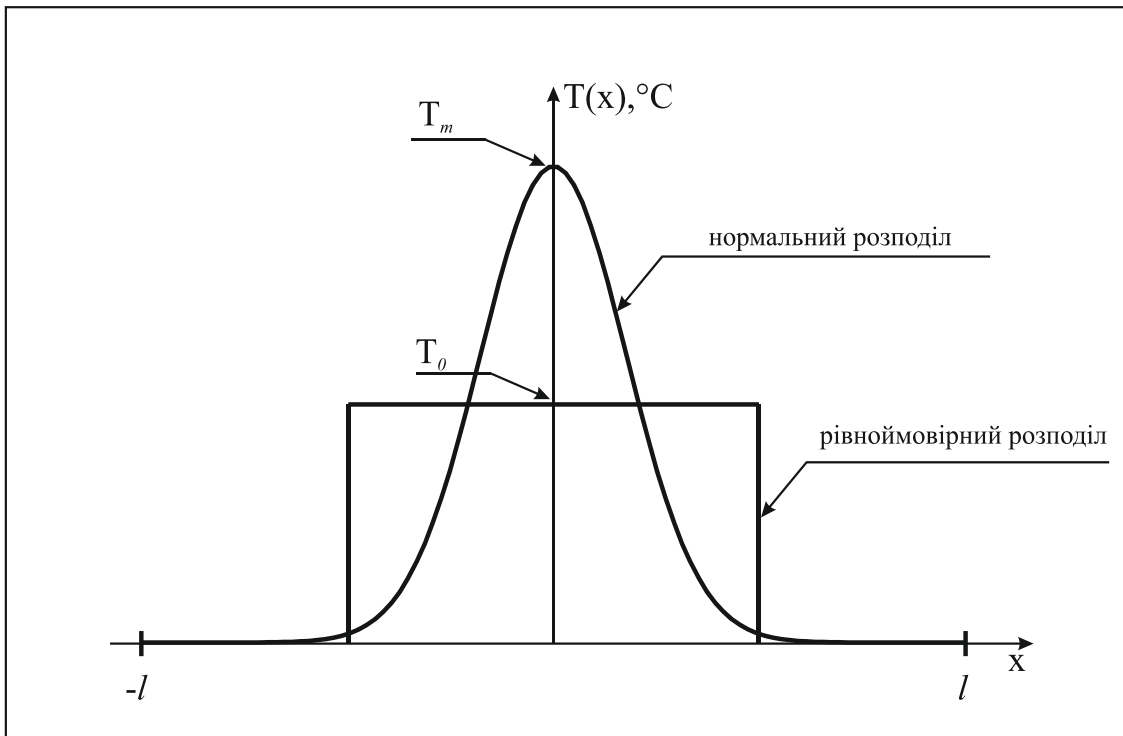


Рис. 3.4. Рівноймовірний і нормальний розподіли температури вздовж болометра

Розглянемо тепер симетричний розподіл температури вздовж болометра за нормальним законом, а саме:

$$T(x) = \frac{T_m}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}},$$

де: T_m – максимальне значення температури; σ – середнє квадратичне відхилення розподілу температури. Будемо вважати, що $l/\sigma > 3$. Середнє значення температури вздовж болометра буде

$$\bar{T} = \frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} T(x) dx = \frac{T_m}{2l} 2\Phi\left(\frac{l}{\sigma}\right) \approx \frac{T_m}{2l},$$

де $\Phi\left(\frac{l}{\sigma}\right)$ – інтеграл Лапласа, який для $\frac{l}{\sigma} > 3$ буде максимально наближатися до 0,5.

Відносна дисперсія температури виражається формулою

$$\sigma_{T_0}^2 = \frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} \left[\frac{T(x)}{\bar{T}} - 1 \right]^2 dx = \frac{l}{\sigma \sqrt{\pi}} - 1,$$

а коефіцієнт δ буде мати вигляд:

$$\delta = \sigma_{T_0}^2 + 1 = \frac{l}{\sigma \sqrt{\pi}}.$$

Інтеграл, який розглядається, виглядатиме наступним чином:

$$\frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} T^3(x) dx = \frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} \frac{T_m^3}{\sigma^3 (2\pi)^{3/2}} e^{-\frac{3x^2}{2\sigma^2}} dx = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{l^2}{\sigma^2 \pi} \bar{T}^3.$$

З урахуванням отриманого δ останній інтеграл набуває вигляду:

$$\frac{1}{2l} \int_{-l}^{+l} T^3(x) dx = \frac{2}{\sqrt{3}} \delta^2 \bar{T}^3.$$

Отриманий вираз відрізняється від (3.17) коефіцієнтом $\frac{2}{\sqrt{3}}$, який не сильно відрізняється від одиниці. Так як значення a у рівномірному розподілі і σ у нормальному розподілі можуть змінюватися у значних межах, можна вважати, що вираз (3.17) справедливий для довільного розподілу температури вздовж болометра.

Перейдемо тепер до усереднення по довжині болометра правої частини рівняння (3.15). Перший доданок матиме вигляд:

$$\frac{q_0}{2l} \int_{-l}^{+l} \partial_P P(x) dx = \frac{q_0}{2l} \partial_P \int_{-l}^{+l} P(x) dx = q_0 \partial_P \bar{P},$$

де ∂_P – диференціал по потужності P . Другий доданок виражається таким чином:

$$\frac{q_1}{2l} \int_{-l}^{+l} T(x) \partial_P P(x) dx = \frac{q_1}{2l} \partial_P \int_{-l}^{+l} T(x) P(x) dx = q_1 \partial_P \overline{T(x)P(x)}, \quad (3.18)$$

де $\overline{T(x)P(x)}$ – кореляція величин $T(x)$ і $P(x)$. Використовуючи коефіцієнт кореляції ρ , останній вираз можна записати у вигляді

$$q_1 \partial_P (\rho \sigma_{T_0} \sigma_{P_0} + 1) \bar{T} \bar{P}.$$

Так як для мікродротинок погонний коефіцієнт теплообміну з зовнішнім середовищем $\gamma(T)$ значно перевищує витік тепла по поперечному перерізу провідника S , тобто $\gamma(T) \gg k S \frac{\partial T(x)}{\partial x}$, де k – коефіцієнт теплопровідності матеріалу болометра, розподіл температури $T(x)$ практично співпадає з розподілом погонної падаючої потужності $P(x)$ і $\sigma_{T_0} = \sigma_{P_0}$, де σ_{P_0} – відносне СКВ розподілу потужності, тому через те, що температура нагріву прямо пропорційна падаючій потужності, то $\rho = 1$. І саме тому справедливим є вираз: $\frac{q_1}{2l} \int_{-l}^{+l} T(x) \partial_P P(x) dx = q_1 \partial_P (\sigma_{T_0}^2 + 1) \bar{T} \bar{P} = q_1 \delta \bar{T} d\bar{P}$.

У цих умовах коефіцієнт δ буде однаковим як для розподілу падаючої потужності $P(x)$, так і для розподілу температури $T(x)$. Третій доданок усереднюється наступним чином з використанням співвідношення перетворення потужності на температуру $T(x) = \eta_T P(x)$, де η_T – є коефіцієнтом перетворення

$$\frac{q_2}{2l} \int_{-l}^{+l} T^2(x) \partial_P P(x) dx = \frac{q_2 \eta_T^2}{2l} \frac{\partial_P}{3} \int_{-l}^{+l} P^3(x) dx = \eta_T^2 \delta^2 \bar{P}^2 \partial_P \bar{P} = \delta^2 \bar{T}^2 d\bar{P}.$$

Введемо ефективну температуру нагріву болометра $T_{ef} = \delta \bar{T}$ і ефективну погонну падаючу потужність $P_{ef} = \delta \bar{P}$. Помножуючи зліва і справа усереднене по довжині болометра рівняння (3.15) на δ , отримуємо диференціальне рівняння зі змінними, що розділяються:

$$\frac{\gamma_0 + \gamma_1 T_{ef} + \gamma_2 T_{ef}^2}{q_0 + q_1 T_{ef} + q_2 T_{ef}^2} dT_{ef} = dP_{ef}. \quad (3.19)$$

Розв'язання отриманого диференціального рівняння з початковою умовою $T_e = 0$ при $P_e = 0$ має вигляд:

$$P_{ef} = \left(\gamma_0 - \gamma_1 \frac{q_1}{2q_2} + \gamma_2 \frac{q_1^2 - 2q_2q_0}{2q_2^2} \right) \frac{1}{\sqrt{-\Delta}} \cdot \ln \frac{(2q_2T_{ef} + q_1 - \sqrt{-\Delta})(q_1 + \sqrt{-\Delta})}{(2q_2T_{ef} + q_1 + \sqrt{-\Delta})(q_1 - \sqrt{-\Delta})} + \left(\frac{\gamma_1}{2q_2} - \frac{\gamma_2q_1}{2q_2^2} \right) \ln \frac{q_0 + q_1T_{ef} + q_2T_{ef}^2}{q_0} + \gamma_2 \frac{T_{ef}}{q_2}, \quad (3.20)$$

де $(-\Delta) = 4q_2q_0 - q_1^2$. Отриманий розв'язок усередненого рівняння теплового балансу болометра встановлює функціональну залежність між ефективною температурою нагріву болометра T_{ef} і ефективною погонною падаючою потужністю P_{ef} .

Використовуючи отриману залежність, перетворимо вираз (3.12):

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\alpha_0 q_0}{\gamma_0} \frac{\gamma_0}{q_0} \left(1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \delta \bar{T} \right) \frac{\delta \bar{T}}{\delta P} \bar{P}.$$

Позначимо $\frac{\alpha_0 q_0}{\gamma_0} = \eta_0$, де η_0 – початковий коефіцієнт перетворення, коли

болометр працює у лінійному режимі. Вираз

$$\frac{\gamma_0}{q_0} \left(1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_0} T_{ef} \right) \frac{T_{ef}}{P_{ef}} = F(P_{ef}) \quad (3.21)$$

являє собою нормований на η_0 коефіцієнт перетворення болометра, який визначає нелінійність його характеристики перетворення. Значення величини $F(E_{ef}/m) - 1$ – дає систематичну похибку вимірювання середньої погонної падаючої на болометр потужності \bar{P} . Остаточо вираз для перетворення болометром лазерної потужності \bar{P} стає

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \eta_0 F(P_{ef}) \bar{P} \quad (3.22)$$

Визначимо залежність нормованого коефіцієнта перетворення платиного болометра діаметром 10 мкм від ефективної потужності P_{ef} для безперервної потужності Е-поляризованого випромінювання лазера з довжиною хвилі 10,6 мкм.

Значення коефіцієнтів температурної залежності фактора ефективності поглинання платиного циліндра візьмемо з їхніми відносними СКВ у відповідності до результатів, отриманих у розділі 2: $q_0 = 0,03631$, $\sigma_{q_0} = 1,0 \cdot 10^{-3}$;

$$q_1 = 5,53 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{град}}, \sigma_{q_1} = 0,017; q_2 = -1,6 \cdot 10^{-8} \frac{1}{\text{град}^2}, \sigma_{q_2} = 0,05.$$

Значення α'_0 і α_1 для платини з їхніми відносними СКВ наступні:

$$\alpha'_0 = 3,978 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{град}}, \sigma_{\alpha'_0} = 1,0 \cdot 10^{-4}; \alpha_1 = -5,87 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{град}^2}, \sigma_{\alpha_1} = 5 \cdot 10^{-4};$$

температурну залежність погонного коефіцієнта теплообміну з зовнішнім середовищем $\gamma(T)$ візьмемо з роботи [234]: $\gamma'_0 = 2,93 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{град}}$, $\sigma_{\gamma'_0} = 0,01$;

$$\gamma_1 = 3,6 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{град}^2}, \sigma_{\gamma_1} = 0,02; \gamma_2 = 0.$$

За виразом (3.20) були обчислені значення $P_{\text{еф}}$ для фіксованих значень $T_{\text{еф}}$ і температур $T_0 = 0^\circ \text{C}$; 20°C і 40°C .

Таблиця 3.3

Значення $P_{\text{еф}}$ для фіксованих значень $T_{\text{еф}}$

$T_e, ^\circ\text{C}$	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
$P_{\text{еф}}, \text{МВт}/\text{см},$ $T_0 = 0^\circ \text{C}$	0	0,797	1,581	2,360	3,140	3,925	4,718	5,523	6,341	7,175	8,029
$P_{\text{еф}}, \text{Вт}/\text{см},$ $T_0 = 20^\circ \text{C}$	0	0,793	1,576	2,355	3,136	3,922	4,717	5,524	6,346	7,184	8,041
$P_{\text{еф}}, \text{Вт}/\text{см},$ $T_0 = 40^\circ \text{C}$	0	0,791	1,572	2,351	3,132	3,920	4,718	5,527	6,352	7,194	8,055

Отримані результати були використані для визначення за виразом (3.21) залежності нормованого коефіцієнта перетворення болометра $F(P_{\text{еф}})$ від ефективної падаючої потужності $P_{\text{еф}}$. Результати даних обчислень були апроксимовані поліномом другого ступеня у вигляді:

$$F(P_{ef}) = 1 + a\delta\bar{P} + b(\delta\bar{P})^2. \quad (3.23)$$

Таблиця 3.4
Коефіцієнти апроксимації нормованої
функції перетворення

$T_0, ^\circ\text{C}$	0	20	40
$\eta_0, \text{см/Вт}$	0,493	0,494	0,495
$a, \text{см/Вт}$	$-6,3 \cdot 10^{-3}$	$-8,0 \cdot 10^{-3}$	$-9,6 \cdot 10^{-3}$
$b, \text{см}^2/\text{Вт}^2$	$-1,5 \cdot 10^{-3}$	$-1,4 \cdot 10^{-3}$	$-1,3 \cdot 10^{-3}$

Коефіцієнти a і b та їхні відносні СКВ визначались методом найменших квадратів [233].

Значення η_0 , a і b для температур навколишнього середовища 0°C , 20°C і 40°C наведені у табл.3.4, а їхні

відносні СКВ виявились $\sigma_{\eta_0} = 1,0 \cdot 10^{-2}$, $\sigma_a = 0,05$ і $\sigma_b = 0,06$ для різних температур навколишнього середовища T_0 .

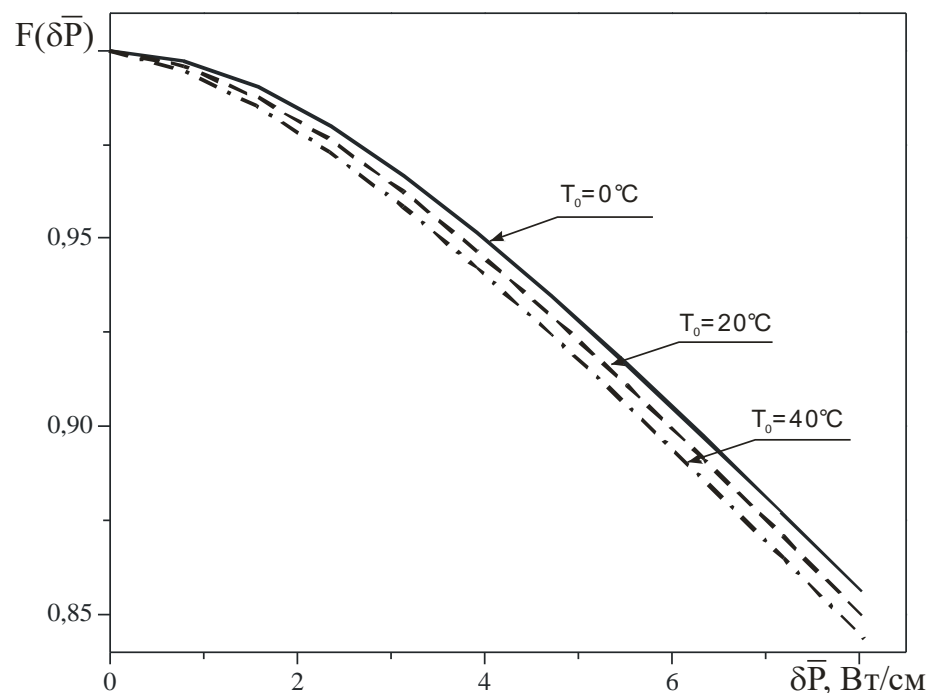


Рис. 3.5. Нормовані коефіцієнти перетворення болометра від ефективної потужності $\delta\bar{P}$ для різних температур навколишнього середовища T_0

Таким чином, отримана залежність коефіцієнта перетворення платинового тонкодротяного болометра від Е-поляризованої середньої погонної

падаючої потужності лазерного випромінювання на довжині хвилі 10,6 мкм і коефіцієнта нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання вздовж болометра. Отримані результати можуть бути використані для абсолютних вимірювань безперервної потужності лазерного випромінювання профільним тонкодотряним болометром.

3.4. Характеристика перетворення платинового тонкодотряного болометра енергії імпульсу на довжині хвилі 1,06 мкм

Для абсолютного градування болометричного вимірювача енергії імпульсу лазерного випромінювання на довжині хвилі 1,06 мкм визначимо його коефіцієнт перетворення.

Коефіцієнт перетворення болометра пов'язує відносну зміну опору болометра та середню питому енергію $\frac{\bar{E}}{m}$. Виходячи з цього, рівняння вимірювання енергії імпульсу E -поляризованого лазерного випромінювання тонкодотряним болометром можна представити у вигляді:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \eta \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} \right) \frac{\bar{E}}{m}, \quad (3.24)$$

де: R_0 – початковий опір болометра; ΔR – його максимальний приріст під дією

випромінювання лазера; $\eta \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} \right)$ – коефіцієнт перетворення болометра, який

залежить від середньої погонної падаючої енергії \bar{E} , погонної маси m і коефіцієнта нерівномірності падаючої енергії випромінювання по площі вхідної апертури вимірювача δ . Апроксимація коефіцієнта перетворення болометра поліномом другого ступеня має вигляд:

$$\eta \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} \right) = \eta'_0 \left[1 + a_E \frac{\delta \bar{E}}{m} + b_E \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} \right)^2 \right], \quad (3.25)$$

де: $\eta'_0 = \frac{\alpha'_0 q'_0}{c'_0}$ – коефіцієнт перетворення болометра в лінійному режимі його роботи, коли рівні падаючої енергії малі; α'_0 , q'_0 , C'_0 – температурний коефіцієнт опору, фактор ефективності поглинання і питома теплоємність болометра при температурі навколишнього середовища; a_E і b_E – коефіцієнти, які визнають нелінійність характеристики перетворення болометра. Градування болометра полягає у визначенні величин η'_0 , a_E , b_E і їхніх відносних середніх квадратичних відхилень (СКВ) σ_{η_0} , σ_{a_E} і σ_{b_E} .

Рівняння теплового балансу [246, 247] для болометра, усереднене по всій його довжині, буде мати наступний вигляд:

$$\frac{c'_0 + c_1 \delta \bar{T}}{q'_0 + q'_1 \delta \bar{T} + q_2 (\delta \bar{T})^2} d(\delta \bar{T}) = d\left(\frac{\delta \bar{E}}{m}\right), \quad (3.26)$$

де: \bar{T} – середня температура нагріву болометра випромінюванням; $c'_0 = c_0 + c_1 T_0$ – значення питомої теплоємності болометра при температурі навколишнього середовища T_0 ; $q'_0 = q_0 + q_1 T_0 + q_2 T_0^2$ – початковий фактор ефективності поглинання болометра; $q'_1 = q_1 + 2q_2 T_0$. Коефіцієнт нерівномірності розподілу падаючої енергії випромінювання $\delta = 1 + \sigma_{E_0}^2 \geq 1$, де $\sigma_{E_0}^2$ – відносна дисперсія нерівномірності розподілу падаючої енергії. Через те, що розтікання тепла вздовж болометра до закінчення дії імпульсу дуже мале як і втрати тепла за рахунок теплообміну з зовнішнім середовищем також малі, відносна дисперсія температури нагріву вздовж болометра $\sigma_{T_0}^2$ буде співпадати з $\sigma_{E_0}^2$. Будемо називати $\delta \bar{T} = T_{ef}$ «ефективною температурою нагріву болометра», $\delta \bar{E}/m = E_{ef}/m$ «ефективною питомою падаючою енергією». Розв'язок рівняння (3.26) з початковою умовою $E_{ef}/m = 0$ і $T_{ef} = 0$ має вигляд (3.5).

Обчислення залежності E_{ef}/m від T_{ef} виконувалось для температур навколишнього середовища $T_0 = 0; 20; 40^\circ \text{C}$ і вищенаведених значень

коефіцієнтів. Значення погонної маси бралось для платинового болометра діаметром 10 мкм. Результати розрахунків величини E_{ef}/m для значень ефективної температури, які наведені у стовпці 1 табл.3.5, наведені у стовпцях 1, 3 і 5 табл. 3.5. Видно, що величина E_{ef}/m є нелінійною відносно величини T_{ef} .

Таблиця 3.5

Значення E_{ef}/m для фіксованих значень T_{ef} .

$\delta\bar{T}$, °C	$T_0 = 0^\circ\text{C}$	$T_0 = 20^\circ\text{C}$		$T_0 = 40^\circ\text{C}$	$F(\delta\bar{E}/m)$
	E_{ef}/m Дж/г	E_{ef}/m Дж/г	$\sigma_{\delta\bar{E}/m}$	E_{ef}/m Дж/г	
0	0	0	0	0	1
100	49,1	48	0,015	47	1,04
200	93,7	91,7	0,015	89,8	1,073
300	135	132,2	0,015	129,6	1,1
400	173,6	170,2	0,014	166,9	1,122
500	210,4	206,2	0,014	202,3	1,14
600	245,5	240,7	0,015	236,3	1,154
700	279,4	274	0,015	269	1,163
800	312,3	306,4	0,015	300,8	1,17
900	344,4	337,9	0,016	331,8	1,173
1000	376	368,9	0,016	362,3	1,174
1100	407,1	399,5	0,017	392,3	1,172
1200	437,9	429,8	0,017	422,1	1,168
1300	468,6	459,9	0,018	451,7	1,161
1400	499,2	489,9	0,019	481,2	1,152
1500	529,8	520	0,02	510,7	1,142

Відносне СКВ обчислених значень $\sigma_{\delta\bar{E}/m}$ для $T_0 = 20^\circ\text{C}$ визначається відносними СКВ величин, які входять у вираз (3.5), і оцінюється за формулою

(3.6). Розраховані значення відносних СКВ $\sigma_{E_{ef}/m}$ наведені у стовпці 4 табл.3.5. Внесок кожного відносного СКВ коефіцієнтів співвідношення (3.5) видно з доданків виразу (3.6) для еквівалентної температури $T_{ef} = 800^\circ \text{C}$:

$$\sigma_{E_{ef}/m}^2 = K \sigma_{c_0}^2 + K \sigma_{c_1}^2 + K \sigma_{q_0}^2 + K \sigma_{q_1}^2 + K \sigma_{q_2}^2. \quad (3.27)$$

З виразу (3.24) одержуємо:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = (\alpha'_0 + \alpha_1 \delta \bar{T}) \bar{T} = \frac{\alpha'_0 q'_0}{c'_0} \cdot \frac{c'_0}{q'_0} \left(1 + \frac{\alpha_1}{\alpha'_0} T_{ef} \right) \frac{T_{ef}}{E_{ef}/m} \cdot \frac{\bar{E}}{m} = \eta'_0 F \left(\frac{E_{ef}}{m} \right) \frac{\bar{E}}{m}, \quad (3.28)$$

де η'_0 – початковий коефіцієнт перетворення болометра,

$$F \left(\frac{E_{ef}}{m} \right) = \frac{c'_0}{q'_0} \left(1 + \frac{\alpha_1}{\alpha'_0} \right) \frac{T_{ef}}{E_{ef}/m} = 1 + a_E \frac{E_{ef}}{m} + b_E \left(\frac{E_{ef}}{m} \right)^2 \quad (3.29)$$

є нормований коефіцієнт перетворення болометра і його апроксимація поліномом другого ступеня. Коефіцієнт перетворення болометра η'_0 визначається температурою навколишнього середовища T_0 і має вигляд:

$$\eta'_0 = \frac{(\alpha_0 + \alpha_1 T) q_0 (1 + q_1 T_0 + q_2 T_0^2)}{c_0 + c_1 T}. \quad (3.30)$$

У діапазоні температур $0 \dots 40^\circ \text{C}$ він збільшується лінійно на 4 %. При температурі $T_0 = 0^\circ \text{C}$ значення $\eta_0 = 7,68 \cdot 10^{-3} \text{ г/Дж}$. Тому значення η'_0 необхідно брати у відповідності з початковою температурою навколишнього середовища T_0 . Відносне СКВ η_0 при $T_0 = 0^\circ \text{C}$ набуває вигляду:

$$\sigma_{\eta_0} = \left(\sigma_{\alpha_0}^2 + \sigma_{q_0}^2 + \sigma_{c_0}^2 \right)^{1/2} = 1,6 \cdot 10^{-2}$$

і залишається практично незмінним при інших значеннях T_0 .

Значення нормованого коефіцієнта перетворення болометра $F(E_{ef}/m)$ для фіксованих температур T_0 були обчислені у відповідності до виразу (3.29) і результатів табл.3.5. Отримані залежності наведені на рис 3.6.

Величина $F(E_{ef}/m) - 1 = \Theta$ є систематичною похибкою вимірювання середньої питомої падаючої енергії випромінювання лазера на болометр \bar{E}/m , яка викликана нелінійністю характеристики його перетворення.

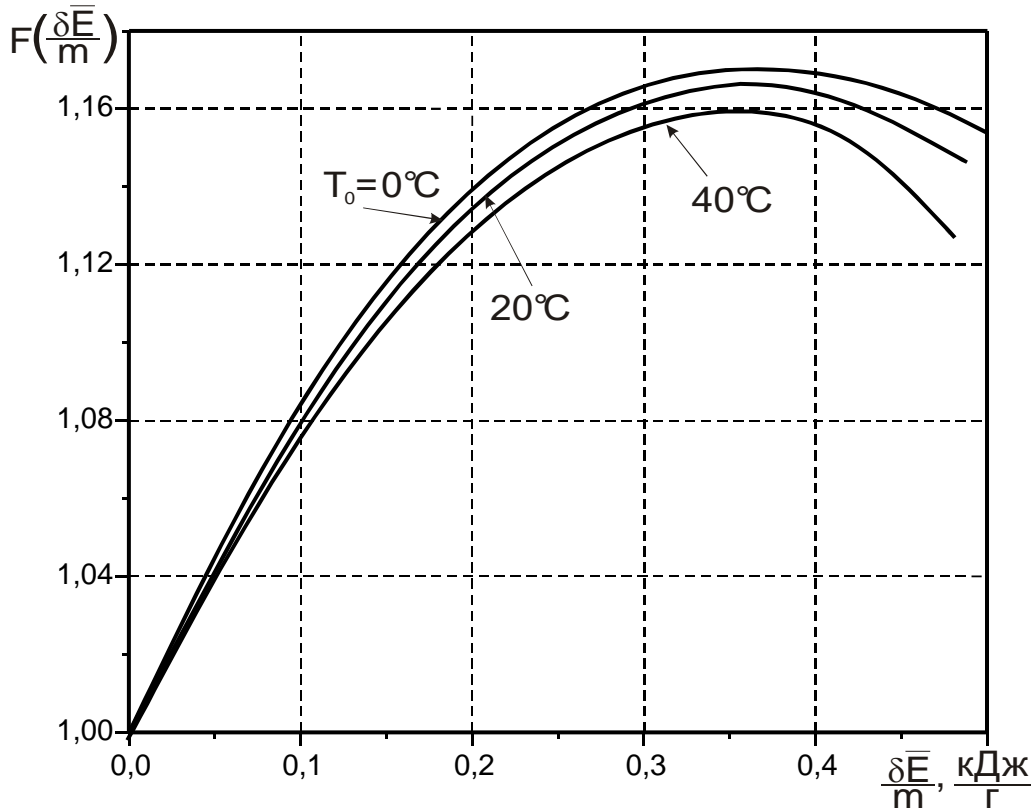


Рис. 3.6. Залежності $F(\delta\bar{E}/m)$ для трьох температур зовнішнього середовища

Апроксимація залежності $F(E_{ef}/m)$ поліномом другого ступеня проводилась методом найменших квадратів з визначенням коефіцієнтів a_E і b_E та їхніх відносних СКВ $\sigma_{a_E} = 0,036$ і $\sigma_{b_E} = 0,063$. Результати апроксимації і значення η'_0 наведені у табл.3.6. Для значень T_0 , які відрізняються від наведених у табл.3.6, необхідно проводити інтерполяцію між наведеними значеннями.

Коефіцієнти апроксимації функції перетворення

$T_0 = 0^\circ \text{C}$	$T_0 = 20^\circ \text{C}$	$T_0 = 40^\circ \text{C}$
$\eta'_0 = 7,68 \text{ г/кДж}$	$\eta'_0 = 7,84 \text{ г/кДж}$	$\eta'_0 = 7,99 \text{ г/кДж}$
$a_E = 9,28 \cdot 10^{-1} \text{ г/кДж}$	$a_E = 9,24 \cdot 10^{-1} \text{ г/кДж}$	$a_E = 9,20 \cdot 10^{-1} \text{ г/кДж}$
$b_E = -1,24 \text{ г}^2/\text{кДж}^2$	$b_E = -1,27 \text{ г}^2/\text{кДж}^2$	$b_E = -1,30 \text{ г}^2/\text{кДж}^2$

Таким чином, у рівнянні (3.24) визначені величини η'_0 , a_E , b_E і їхні відносні СКВ, тобто виконано градуювання болометра з діаметром більше за довжину хвилі E -поляризованого випромінювання. Рівняння вимірювання є кубічним відносно питомої енергії випромінювання \bar{E}/m , а залежність $\Delta R/R_0$ від \bar{E}/m є однозначною і безперервною функцією у розглянутому діапазоні ефективної питомої енергії $\delta\bar{E}/m$.

3.5. Градуювання дворешіткового болометричного вимірювача параметрів лазерного випромінювання

При абсолютних вимірюваннях енергетичних параметрів випромінювання і кутового напрямку його лінійної поляризації необхідно знати фактор ефективності поглинання болометра для E -поляризованого випромінювання q_0^E і його коефіцієнт дихроїзму K_D .

Розглянемо на прикладі однократного імпульсу випромінювання лазера, коли його тривалість t_i набагато менша за теплову постійну часу болометра τ , а також роботи болометра у лінійному режимі, коли приріст його опору під дією випромінювання пропорційний поглиненій ним енергії.

Болометр представляє собою подвійну решітку з тонкодротяних елементів. Елементи решіток взаємно перпендикулярні і період обраний таким чином, щоб інтегрування інтенсивності випромінювання у перерізі оптичного

пучка виконувалося з похибкою менше 1 %. Сигналом решітки U_i є відносне підвищення її опору під дією випромінювання:

$$U_i = \frac{\Delta R_i}{R_{i0}} = \eta \frac{\bar{E}}{m} k_i, \quad i = 1, 2, \quad (3.31)$$

де: R_{i0} і ΔR_i – початковий опір i -ої решітки і його приріст; $\eta = \alpha q_0^E / c$ – коефіцієнт перетворення болометра, в якому α – температурний коефіцієнт опору (ТКО), q_0^E – фактор ефективності поглинання болометра для E -поляризованого випромінювання; c – погонна теплоємність; m – погонна маса болометра; \bar{E} – середня погонна падаюча енергія на болометр; k_i – поляризаційні коефіцієнти взаємодії болометра з випромінюванням, які враховують напрямок болометричних елементів відносно поляризаційних параметрів випромінювання і дорівнюють [76]:

$$k_i = \cos^2(\varphi - \psi_i) + K_D \sin^2(\varphi - \psi_i), \quad i = 1, 2, \quad (3.32)$$

де: ψ_i – кути напрямків елементів решіток; φ – кут напрямку лінійної поляризації випромінювання. Сума $k_i(\varphi)$ буде складати:

$$k_1(\varphi) + k_2(\varphi) = 1 + K_D, \quad (3.33)$$

а сума сигналів решіток

$$U_1 + U_2 = \eta \frac{\bar{E}}{m} (1 + K_D) \quad (3.34)$$

не залежить від кута напрямку поляризації випромінювання.

Нормовані сигнали решіток мають вираз:

$$U_{\text{ін}} = \frac{U_i}{\eta \frac{\bar{E}}{m}} = (1 + K_D) \frac{U_i}{U_1 + U_2} = k_i(\varphi), \quad i = 1, 2 \quad (3.35)$$

і дорівнюють поляризаційним коефіцієнтам взаємодії болометричних елементів решіток. Цей результат покладений в основу методики визначення коефіцієнта K_D при взаємодії решіток з випромінюванням, у якого відомий кутовий напрямок поляризації.

Сума сигналів решіток і вимірне значення \bar{E} з використанням виразу (3.34) дозволяє визначити фактор ефективності поглинання болометра q_0^E за виразом:

$$q_0^E = \frac{mc}{\alpha E} \frac{U_1 + U_2}{1 + K_D}. \quad (3.36)$$

Для проведення вимірювань величин K_D і q_0^E був виготовлений дворешітковий болометр. Болометричні елементи решіток були виконані з платинової дротини діаметром близько 10 мкм, кожна решітка мала по $n=16$ елементів з періодом $\chi=4$ мм і довжиною кожного елемента $\lambda=80$ мм, діаметр вхідної апертури складав 65 мм (рис 3.7). Кожен елемент мав вихідний контакт, а інші кінці елементів мали загальний контакт. Кожен елемент заживлювався від джерела постійної напруги e через однакові навантажувальні опори R , які значно перевищували опори болометричних елементів $R_{i0} \approx 10^2$ Ом та підключалися до багатоканального високочутливого та малоінерційного аналого-цифрового перетворювача (АЦП) типу ЛА-2USB-14. Вхідні опори АЦП були більшими за 1 МОм, тому сигнали, що реєструвалися з болометричних елементів, пропорційні напругам на них. Виходи АЦП були підключені до комп'ютера, де запам'ятовувалися сигнали болометричних елементів.

Вимірювання проводились на експериментальній установці, блок-схема якої показана на рис 3.8, де 1 – неодимовий лазер ГОС-1001, який працює у режимі вільної генерації на довжині хвилі 1,06 мкм з тривалістю імпульсу випромінювання 0,8 мс і діаметром оптичного пучка близько 50 мм. Випромінювання лазера падало під кутом Брюстера на пласкопаралельну пластинку 2 і відгалужене від неї було направлене вертикально вгору і мало лінійну поляризацію, проходило крізь дворешітковий болометр 3 і вимірювалося калориметром 6. Болометричні решітки розташовувалися у горизонтальній площині і зберігали постійний теплообмін із зовнішнім середовищем при обертанні решіток відносно осі оптичного променя.

Поправкові коефіцієнти для сигналів решіток за рахунок кінцевого відношення тривалості імпульсу випромінювання t_i до теплової постійної часу болометричного елемента τ у виразі (3.35) скорочуються і не впливають на значення коефіцієнта K_D .

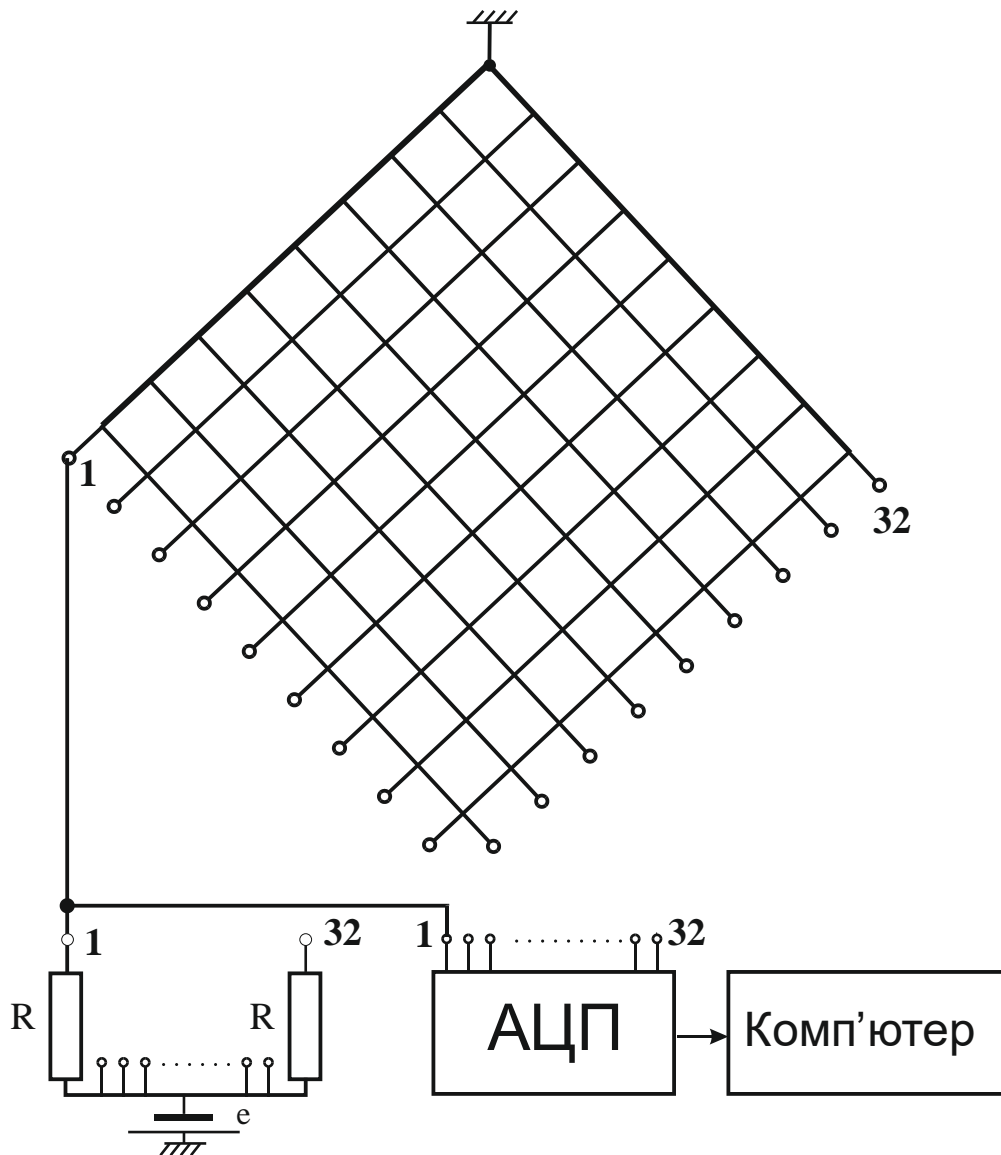


Рис. 3.7. Схема дворешіткового болометра

Сигналом болометричного елемента є відносний приріст опору під дією імпульсу випромінювання:

$$U_{ij} = \frac{e_{ij} - e_{ij_0}}{e_{ij_0}} = \frac{\Delta R_{ij}}{R_{ij_0}}, \quad i = 1, 2; \quad j = 1, 2, K, 16, \quad (3.37)$$

де: e_{ij_0} і e_{ij} – зсув і максимальне значення напруги на ij -ому болометричному елементі; R_{ij_0} і ΔR_{ij} – його початкове значення і приріст опору. Значення сигналів решіток будуть наступними:

$$U_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n U_{ij}, \quad i=1,2. \quad (3.38)$$

Вимірювання проводились наступним чином. Болометричні елементи однієї з решіток виставлялися паралельно лінійній поляризації випромінювання, і після дії оптичного імпульсу реєструвалися їхні сигнали та енергія імпульсу випромінювання E . Потім решітки поверталися на 90° градусів з інтервалом у 10° , і кожен раз реєструвалися їхні сигнали та енергія імпульсу випромінювання.

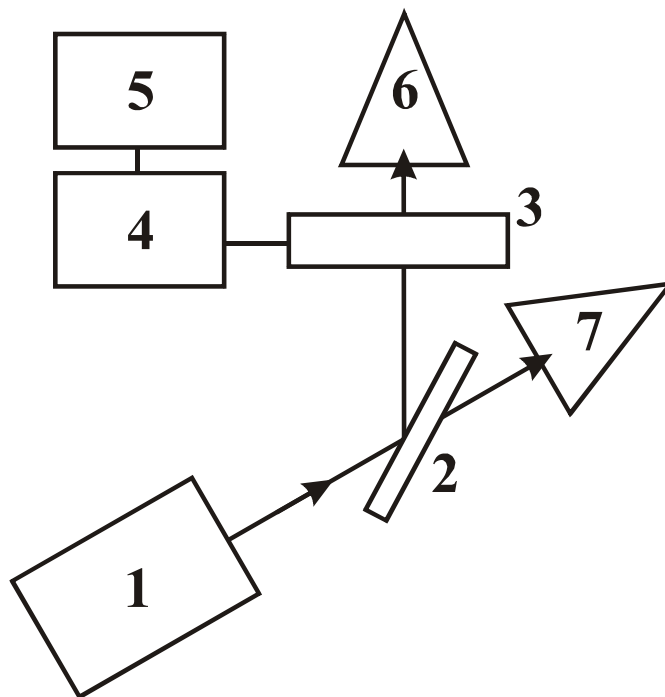


Рис. 3.8. Блок-схема експериментальної установки

Для кожного кута обертю решіток у відповідності з виразом (3.32) отримували вираз для коефіцієнта k_i , який прирівнювали до значення у відповідності з формулою (3.35) через сигнали решіток. З отриманої рівності визначалося значення K_D . Для кожного кута обертю решіток отримували по два

значення коефіцієнта K_D відносно цих решіток, а для кутів 0° і 90° градусів – по три значення, тому що відношення сигналів давало значення K_D .

Результати вимірювань наведені у табл.3.7.

У стовпцях табл.3.7 наведені наступні величини: в 1-ому – кут повороту решіток, у 2-ому і 3-тньому – сигнали першої і другої решітки; у 4-ому – енергія імпульсу випромінювання лазера; у 5-ому – коефіцієнт перетворення дворешіткового болометра; у 6-ому – коефіцієнт дихроїзму болометричного елемента і в 7-ому – фактор його ефективності поглинання для E -поляризованого випромінювання. Результати рядів вимірювань зі своїми стандартними відхиленнями дали значення $\bar{\eta} = (1,631 \pm 0,004) \cdot 10^{-2}$, Дж⁻¹ і $\overline{K_D} = 1,819 \pm 0,004$. У результат вимірюного фактора ефективності поглинання болометра внесений поправковий множник на систематичну похибку $\theta = 1 + \frac{1}{2} \frac{t_i}{\tau}$, викликану відношенням тривалості оптичного імпульсу t_i до теплової постійної часу болометра $\tau = 7,27$ мс, тому він однаковий зі своїм стандартним відхиленням $\overline{q_0^E} = 0,1718 \pm 0,0004$. При $\varphi = 45^\circ$ методика, яка використовувалась для визначення коефіцієнта K_D , не працює, тому що у рівнянні, яке отримують, він скорочується, а при наближенні φ до 45° виникають суттєві похибки. Саме тому обчислені значення для кутів 40° і 50° не враховувалися при визначенні $\overline{K_D}$ і $\sigma_{\overline{K_D}}$.

Діаметри болометричних елементів решіток визначалися при кімнатній температурі за виміряним значенням їхніх опорів R_{ij} і довжин λ_{ij} , а їхнє середнє значення як результат вимірювання зі своїм стандартним відхиленням склало $\bar{d} = (9,713 \pm 0,027)$ мкм. Середня погонна енергія, що падає на болометричні елементи, матиме вигляд:

$$\overline{E} = \frac{E\bar{d}}{n\lambda\chi}. \quad (3.39)$$

При визначенні фактора ефективності поглинання болометричних елементів використовувався ТКС платини і її питомої теплоємності при температурі $T_0 = 20^\circ \text{C}$ зі значеннями $\alpha = 3,966 \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$ і $c = 0,1332 \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{град})$.

Таблиця 3.7

Вихідні сигнали та результати вимірювань q_0^E і K_D

φ , град	U_1	U_2	E , Дж	$\eta = \frac{U_1 + U_2}{E} \cdot 10^2, \frac{1}{\text{Дж}}$	K_D	q_0^E
0	0,1688	0,3085	29,0	1,635	1,8098	0,1632
10	0,1700	0,3024	28,9	1,639	1,8349	0,1635
20	0,1823	0,2865	28,5	1,645	1,8183	0,1641
30	0,2020	0,2710	29,0	1,631	1,8233	0,1628
40	0,2262	0,2466	28,9	1,636	1,6626	0,1633
50	0,2497	0,2224	29,0	1,628	1,9983	0,1625
60	0,2720	0,2028	29,0	1,637	1,8232	0,1634
70	0,2911	0,1846	29,4	1,618	1,8255	0,1615
80	0,3039	0,1749	29,8	1,607	1,8039	0,1603
90	0,3107	0,1711	29,5	1,633	1,8159	0,1630

Визначивши значення q_0^E і $\overline{K_D}$, можна використовувати дворешітковий болометр для абсолютних вимірювань енергії імпульсу лазера E , яку розраховують за виразом:

$$E = \frac{\pi S \rho c \bar{d}}{4\alpha} \frac{U_1 + U_2}{q_0^E \overline{K_D} + 1}, \quad (3.40)$$

де ρ – питома щільність платини.

СКВ вимірної енергії E буде в основному визначатися останніми двома множниками виразу (3.40). Її відносне сумарне стандартне відхилення буде задовольняти виразу:

$$\sigma_{E_0}^2 = \sigma_{\bar{d}}^2 + \sigma_{q^E}^2 + \sqrt{2}\sigma_{U_{10}}^2 + \frac{1}{(K_D + 1)^2} \sigma_{K_{D0}}^2, \quad (3.41)$$

де $\sigma_{\bar{d}}$, σ_{q^E} , $\sigma_{U_{10}}$, і $\sigma_{K_{D0}}$ – відносні стандартні похибки відповідних величин.

Для використаної установки і рівнів енергії лазера, які наведені у табл.3.7, значення $\sigma_{U_{10}} = 4,5 \cdot 10^{-3}$, а обчислене значення $\sigma_{E_0} = 0,8 \cdot 10^{-2}$.

Сигнали болометричних елементів решіток U_{ij} представляють собою профільні розподіли інтенсивності випромінювання вздовж координат x , y і визначають координати енергетичного центру лазерного пучка:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n x_j \frac{U_{1j}}{U_{1,j}}; \quad \bar{y} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n y_j \frac{U_{2j}}{U_{2,j}}. \quad (3.42)$$

Середні квадратичні радіуси (СКР) пучка $r_{x,y}$ вздовж координат визначаються за формулами:

$$r_x = \left[\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (x_j - \bar{x})^2 \frac{U_{1j}}{U_{1,j}} \right]^{1/2}; \quad r_y = \left[\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (y_j - \bar{y})^2 \frac{U_{2j}}{U_{2,j}} \right]^{1/2}. \quad (3.43)$$

СКР пучка буде визначатися середньгеометричним значенням з r_x і r_y :

$$r = (r_x r_y)^{1/2}. \quad (3.44)$$

Коефіцієнти нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання вздовж осей координат будуть такими:

$$\delta_{x,y} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \frac{U_{1j,2j}^2}{U_{1j,2j}^2}. \quad (3.45)$$

Даний коефіцієнт для всього пучка буде $\delta = \delta_x \delta_y$ [249].

Для визначення діаметра пучка з заданою часткою інтенсивності випромінювання будують залежність $F(x_k) = \sum_{j=1}^k \frac{U_{1j}}{U_{1j}}$, яка є аналогом функції розподілу в теорії ймовірностей і змінюється від 0 до 1. По заданій частці інтенсивності випромінювання $p=1-\beta$ знаходять значення координат x'' і x' зі

співвідношень $F(x') = \beta/2$ і $F(x'') = 1 - \beta/2$. Діаметр пучка вздовж координат буде складати $D_x = x'' - x'$. Аналогічним чином знаходять діаметр пучка вздовж координати y , який буде дорівнювати $D_y = y'' - y'$, а діаметр пучка D буде визначатися середньгеометричним значенням з D_x і D_y , тобто $D = (D_x D_y)^{1/2}$.

Після градування решітки в робочому стані можуть розміщуватися вертикально з нахилом елементів до горизонту під кутом 45° , щоб забезпечити ідентичний теплообмін решіток з зовнішнім середовищем.

Вимірювання значення величин $\overline{K_D}$ і q_0^E на довжині хвилі $1,06$ мкм і з діаметрами болометричних елементів близько 10 мкм можуть бути використані у решіткових болометрах з іншими періодами їхнього розміщення, а також для безперервного випромінювання лазера.

3.6. Висновки до розділу 3

1. Розв'язане усереднене по довжині болометра рівняння теплового балансу з урахуванням апроксимованих температурних залежностей питомої теплоємності і фактора ефективності поглинання. Визначена характеристика перетворення болометра на довжинах хвиль $1,06$ і $10,6$ мкм і проведений аналіз похибок отриманих коефіцієнтів.
2. Виконане градування одиночного болометра: визначені коефіцієнти рівняння вимірювання енергії імпульсу лазерного випромінювання платиновими тонкодротяними болометрами η'_0 a і b та їхні відносні СКВ. Рівняння вимірювання є кубічним відносно середньої погонної питомої енергії \overline{E}/m , а залежність $\Delta R/R_0$ від \overline{E}/m є однозначною і безперервною функцією у розглянутому діапазоні ефективної питомої енергії $\delta \overline{E}/m$.
3. Обґрунтований і експериментально перевірений метод градування дворешіткового болометричного вимірювача зі взаємоперпендикулярними

елементами. Розроблений алгоритм обробки сигналів, який дозволяє отримувати інформацію щодо розподілу інтенсивності та діаметра пучка.

Результати досліджень даного розділу наведено в таких публікаціях:

1. Kuzmichov V. M. Calibration of the wire platinum bolometers for pulsed laser power measurements / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // *Telecommunication and Radio Engineering*. – 2002. – Vol. 58, № 11-12. – P. 133-143.
2. Кузьмичев В. М. Определение характеристики преобразования платинового болометра для измерения преобразования энергии импульса лазера / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // *Измерительная техника*. – 2004. – № 5. – С. 23-25.
3. Transformation of the continuous laser power on the wave length 10.6 microns by the thin-wire platinum bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, I. A. Priz, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, P. Kohns // *Telecommunications and Radio Engineering*. – 2005. – Vol. 63, № 5. – P. 461-471.
4. Pogorelov S. V. Calibration of thin-wire bolometer of laser pulse energy on the wavelength 1.06 micron / S. V. Pogorelov // *Telecommunications and Radio Engineering*. – 2015. – Vol. 74, № 8. – P. 745-752.
5. Pogorelov S. V. Measurements of intense and wide-aperture laser radiation parameters with thinwire bolometers / S. V. Pogorelov // *Advanced Lasers*, Volume 193 of the series Springer Series in Optical Sciences. – 2015. – Vol. 193, Chapter 12. – P. 183-197.
6. Kuzmichov V. M. Transformation of the continuous laser power on wavelength 10,6 microns with thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // *Proceedings of LFNM 2004 6-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling*, Kharkiv, Ukraine, 6-9 September, 2004. – P. 238-241.
7. Kuzmichov V. M. Calibration method of thin-wire platinum bolometer of laser radiation pulse energy / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov //

- Proceedings of CAOL'2003 1-st International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Alushta, Crimea, Ukraine, 16-20 September, 2003. – Vol. 2. – P. 165-168.
8. Кузьмичов В. М. Перетворення тонкодротяним платиновим болометром безперервної потужності лазера на довжині хвилі 10,6 мкм / В. М. Кузьмичов, С. В. Погорелов // Міжнародна наукова конференція Каразінські природознавчі студії, м. Харків, Україна, 14-16 червня 2004. – С. 165-167.
 9. Kuzmichov V. M. Transformation of laser pulse energy on wavelength 1.06 micron with platinum bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of LFNМ 2006 8-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 29 June - 1 July, 2006. – P. 241-244.
 10. Кузьмичев В. М. Преобразование платиновым тонкопроволочным болометром энергии импульса лазера / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2003. – № 2. – С. 42-47.
 11. Кузьмичев В. М. Преобразование тонкопроволочным платиновым болометром непрерывной мощности лазера на длине волны 10,6 мкм / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, П. Коонс // Український метрологічний журнал. – 2005. – № 3. – С. 39-41.
 12. Калибровка двухрешётчатого болометрического измерителя параметров лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз // Український метрологічний журнал. – 2009. – № 4. – С. 31-34.
 13. Погорелов С. В. Калибровка тонкопроволочного болометра энергии импульса лазера на длине волны 1,06 мкм / С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2013. – № 2. – С. 25-27.
 14. Погорелов С. В. Калибровка тонкопроволочного болометра энергии импульса лазера на длине волны 1,06 мкм / С. В. Погорелов // Радиофизика и электроника. – 2014 – Т. 5(19), № 3. – С. 98-101.

РОЗДІЛ 4

КОНТРОЛЬ ПАРАМЕТРІВ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Тонкодротяні болометри маючи дихроїчні властивості, поглинають одну компоненту електричного поля краще, ніж іншу. Така здатність приводить, з одного боку, до того, що при абсолютних вимірюваннях енергетичних параметрів тонкодротяними болометрами необхідно враховувати поляризаційні властивості лазерного випромінювання, а з іншого боку, це дозволяє використовувати тонкодротяні болометри для визначення стану поляризації лазерного випромінювання.

Поляризаційна чутливість болометричного елемента при нормальному падінні випромінювання визначається анізотропією його форми. Основним параметром болометра при вимірюванні стану поляризації випромінювання є коефіцієнт дихроїзму болометра K_D , який представляє собою відношення факторів ефективності поглинання болометрів q^H для Н-поляризованого випромінювання, коли вектор електричного поля перпендикулярний до осі болометра і q^E для Е-поляризованого випромінювання, коли вектор електричного поля паралельний осі болометра. Відмінність коефіцієнта дихроїзму болометра від одиниці дозволяє вимірювати стан поляризації випромінювання [141].

Вимірювання стану поляризації інтенсивного і широкоапертурного безперервного і імпульсного лазерного випромінювання становить значні труднощі, тому що використання методів вимірювань класичної оптики [228] практично неможливе. Одним з можливих способів таких вимірювань є використання трьох тонкодротяних болометричних решіток [149, 167, 171, 173, 175, 198], за сигналами яких можна визначити кут напрямку лінійної і параметри еліптичної поляризації випромінювання. У роботі [171] наведені способи визначення стану поляризації лазерного випромінювання за сигналами

трьох болометричних решіток, які працюють у лінійному режимі, коли приріст опорів болометрів решіток пропорційний поглиненій ними оптичній енергії.

Нелінійність характеристики перетворення болометра призводить до виникнення систематичних похибок при вимірюванні параметрів випромінювання, у тому числі параметрів поляризації випромінювання.

4.1. Пристрої та методи вимірювання коефіцієнта дихроїзму тонкодروتяного платиного болометра

Для вимірювання коефіцієнта дихроїзму використовується профільний дворешітковий болометричний вимірювач, в якому сигнали реєструються з кожного болометричного елемента обох решіток, які розміщуються у близьких перерізах оптичного пучка. Болометричні елементи однієї решітки встановлюються вертикально, а іншої – горизонтально. Лінійна поляризація випромінювання встановлюється паралельно елементам першої решітки. Під дією лазерного випромінювання реєструються одночасно сигнали обох решіток. Відношення сигналу другої решітки до сигналу першої дає значення коефіцієнта дихроїзму болометрів K_D .

Структурна схема експериментального пристрою показана на рис 4.1. Лазер 1 типу ГОС – 1001 генерує імпульс випромінювання у режимі вільної генерації на довжині хвилі 1,06 мкм з діаметром пучка близько 40 м. Частина випромінювання лазера відбивається таким чином від плоскопаралельної пластинки 2 зі скла К-8, встановленої вертикально під кутом Брюстера, що відбите від неї випромінювання має лінійну поляризацію, направлену вертикально і паралельно болометричним елементам першої решітки. Відбите від пластинки випромінювання проходить крізь дворешітковий болометр, виконаний з платиного дроту діаметром 10 мкм та початковими опорами $R_{01}=1857,4$ Ом для першої решітки і $R_{02}=1798,7$ Ом для другої решітки. Період решіток складає 4 мм, а довжина болометричних елементів – 80 мм. Діаметр вхідної апертури складає 65 мм. Болометричний пристрій може

обертатися навколо осі оптичного променя на довільний кут. На елементи решіток через навантажувальні опори, які перевищують як мінімум на порядок початкові опори елементів решіток, подавалася напруга зсуву з постійним струмом близько 0,5 мА крізь кожен елемент. Сигнали з болометричних елементів подавалися на швидкодіючий аналого-цифровий перетворювач (АЦП) типу ЛА-2USB-14, а з нього – до комп'ютера 5. Випромінювання, яке пройшло крізь відгалужуючу пластину і дворешітковий болометр, поглиналося калориметрами 6 і 7.

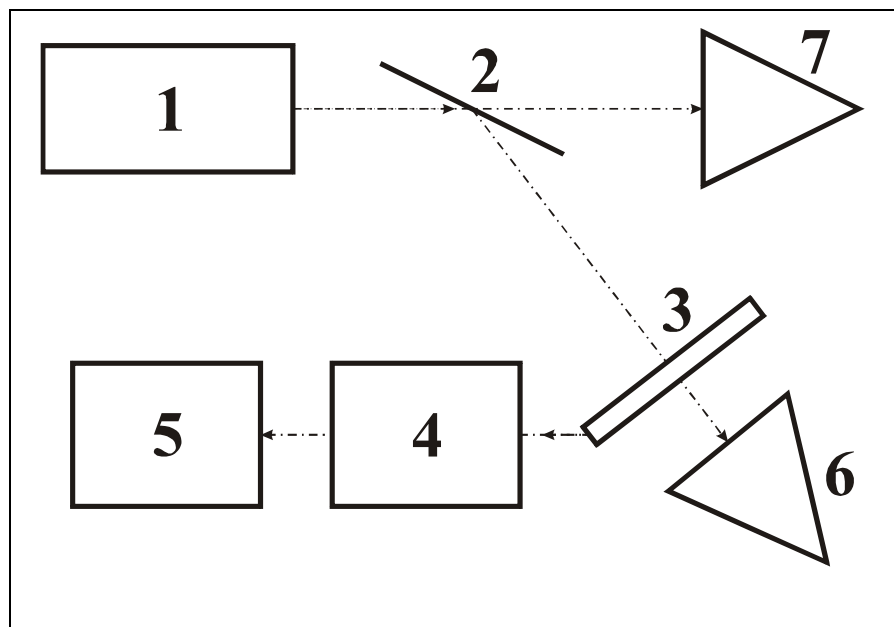


Рис. 4.1. Структурна схема експериментального пристрою

Тривалість оптичного імпульсу складала близько 0,8 мс, а теплова постійна часу болометричних елементів була дещо більшою за 10 мс, тому вони працювали у балістичному режимі і їхні максимальні сигнали були прямопропорційні поглиненій ними оптичній енергії. На болометричних елементах решіток реєструвалися початкові напруги зсуву U_{oi} і U_{oj} , а також максимальні напруги під дією імпульсу випромінювання U_i і U_j . Величина

$$\frac{U_i - U_{oi}}{U_{oi}} = \frac{\Delta R_i}{R_{oi}}$$

є відносним приростом опору i -го болометра. Початкові опори болометричних елементів R_{oi} вимірювались попередньо. Абсолютний приріст

опору i -го болометра буде складати:

$$\Delta R_i = R_{0i} \frac{U_i - U_{oi}}{U_{oi}}. \quad (4.1)$$

Сигналами болометричних решіток будуть величини

$$e_1 = \frac{\sum_{i=1}^{16} \Delta R_i}{\sum_{i=1}^{16} R_{oi}}; \quad e_2 = \frac{\sum_{j=1}^{16} \Delta R_j}{\sum_{j=1}^{16} R_{oj}}; \quad i, j = 1, 2 \dots 16, \quad (4.2)$$

які є відносними приростами їхніх початкових сумарних опорів. Коефіцієнт дихроїзму болометрів матиме вигляд:

$$K_D = \frac{e_2}{e_1}. \quad (4.3)$$

На вимірюваний коефіцієнт дихроїзму впливає коефіцієнт теплообміну решіток з навколишнім середовищем і погонна теплоємність болометрів. Коефіцієнт теплообміну вертикально розміщеної решітки буде зменшуватися за рахунок підняття вздовж осей болометра повітря, нагрітого електричним зсувом і імпульсним випромінюванням. Коефіцієнт теплообміну горизонтально розміщеної решітки буде збільшуватися за рахунок руху нагрітого повітря перпендикулярно до осей болометра. Коефіцієнт теплообміну і середня погонна теплоємність болометрів визначають їхні теплові постійні часу $\tau_{1,2}$, які дають систематичні похибки $\theta_{1,2}$ визначення максимумів температури нагріву болометрів під дією імпульсу випромінювання тривалістю t_i

$$\theta_{1,2} = -\frac{1}{2} \frac{t_i}{\tau_{1,2}}, \quad (4.4)$$

де $\bar{\tau}_{1,2}$ – середні значення постійних часу болометричних елементів решіток, які визначаються за їхніми сумарними сигналами при остиганні.

Для виключення даних систематичних похибок потрібно повернути болометричну голівку на 90° відносно осі оптичного променя і виміряти знову коефіцієнт дихроїзму K_{D2} . Усереднення значень K_{D1} і K_{D2} виключить

систематичну похибку за рахунок відмінності теплообміну між двома решітками:

$$K_D = \frac{1}{2}(K_{D1} + K_{D2}). \quad (4.5)$$

При вимірюванні коефіцієнта дихроїзму на безперервній потужності за методикою, що розглядається, відмінність коефіцієнтів теплообміну решіток ще більше відбивається на різниці вимірюваних значень K_{D1} і K_{D2} , тому що коефіцієнт теплообміну безпосередньо входить у коефіцієнт перетворення болометрів.

Відмінність середніх значень діаметрів болометричних елементів решіток дає систематичні похибки вимірювань K_{D1} і K_{D2} . На решітку з більшим діаметром болометричних елементів буде падати більше інтенсивності оптичного випромінювання, ніж на іншу решітку. Відношення діаметрів болометричних елементів решіток легко визначити через початкові опори решіток. Ці дані свідчать, що середній діаметр болометрів другої решітки d_2 більше за середній діаметр першої, і їх відношення буде виглядати наступним чином:

$$\frac{\bar{d}_2}{\bar{d}_1} = \beta = \sqrt{\frac{R_{01}}{R_{02}}} = 1,0162. \quad (4.6)$$

При вимірюванні K_D слід враховувати, у скільки разів більше оптичної енергії падає на другу решітку, ніж на першу. Корегування виразу (4.5) буде наступним

$$K_D = \frac{1}{2} \left(\frac{K_{D1}}{\beta} + \beta K_{D2} \right). \quad (4.7)$$

І таким чином буде виключена систематична похибка за рахунок різниці середніх значень діаметрів болометричних елементів решіток. Якщо значення K_{D1} і K_{D2} близькі, то значення β буде зменшувати K_{D1} і збільшувати у стільки ж разів K_{D2} , а значення K_D практично не зміниться у порівнянні з виразом (4.5). Таким чином, різниця середніх діаметрів болометричних елементів

решіток практично не впливає на вимірюване значення K_D .

Експеримент дав наступні результати сигналів решіток у відповідності до виразу (4.2): $e_1 = 0,1151$ і $e_2 = 0,1813$ і, відповідно, $K_{D1} = 1,575$. Енергія імпульсу лазера, яка вимірювалась калориметром 6, склала $E_1 = 18,7$ Дж. Після повороту решіток на кут 90° відносно осі оптичного променя одержали наступні результати: $e'_1 = 0,1547$ і $e'_2 = 0,0944$, а значення $K_{D2} = 1,638$. Енергія лазера складала $E_2 = 16,9$ Дж. За значеннями сигналів решіток видно, що болометри працювали у лінійному режимі. Таким чином, значення коефіцієнта дихроїзму болометрів решіток K_D мало вигляд:

$$K_D = \frac{1}{2}(1,575 + 1,638) = 1,607.$$

Для визначення температурної залежності коефіцієнта дихроїзму тонкодотяних болометрів візьмемо температурну залежність фактора ефективності поглинання на довжині хвилі для Е-поляризованого випромінювання, отриману у розділі 2 для довжини хвилі 10,6 мкм, і за аналогічною методикою обчислимо значення фактора ефективності поглинання цього ж болометра для Н-поляризованого випромінювання q^H . Знаючи значення q^E і q^H у діапазоні температур $(0 \dots 1500)^\circ \text{C}$ визначили значення коефіцієнта дихроїзму K_D . Розраховані значення q^E , q^H і K_D наведені у табл.4.1. Видно, що і для лазерного випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм K_D дуже слабо змінюється в указаному діапазоні температур, і його середнє значення дорівнює 1,381.

Враховуючи практично однакові температурні залежності факторів ефективності поглинання для Е- і Н-поляризованого випромінювання q^E і q^H , отримуємо, що значення коефіцієнта дихроїзму визначається діапазоном довжин хвиль, матеріалом болометра, його геометричними розмірами і не залежить від температури нагріву болометра.

Таблиця 4.1

Розраховані значення q^E , q^H і K_D

T, °C	$\sigma \cdot 10^4$ См/см	q^E	q^H	K_D
0	10,190	0,0363	0,0500	1,377
100	7,326	0,0427	0,0588	1,377
200	5,754	0,0481	0,0662	1,376
300	4,762	0,0527	0,0727	1,379
400	4,082	0,0569	0,0784	1,379
500	3,587	0,0605	0,0836	1,381
600	3,210	0,0639	0,0882	1,380
700	2,915	0,0670	0,0925	1,381
800	2,678	0,0698	0,0964	1,381
900	2,483	0,0724	0,1000	1,381
1000	2,322	0,0748	0,1033	1,381
1100	2,185	0,0770	0,1064	1,382
1200	2,069	0,0791	0,1093	1,382
1300	1,969	0,0809	0,1120	1,384
1400	1,881	0,0827	0,1145	1,384
1500	1,806	0,0844	0,1168	1,384

Проведемо аналіз випадкової похибки результатів вимірювання коефіцієнта дихроїзму. Відносне середнє квадратичне відхилення (СКВ) сигналу першої решітки e_1 матиме такий вигляд:

$$\sigma_{e_1} = \frac{1}{4} \left(\sigma_{\Delta R_i}^2 + \sigma_{R_{oi}}^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad 4.8$$

де $\sigma_{\Delta R_i}$ і $\sigma_{R_{oi}}$ – відносні СКВ величин ΔR_i і R_{oi} , які для всіх i вважаємо однаковими. Результати вимірювань дали наступні значення $\sigma_{R_o} = 10^{-3}$ і $\sigma_{\Delta R_i} = 10^{-2}$. Тому значенням $\sigma_{R_{oi}}$ можна знехтувати у виразі (4.8). Виходячи з

виразу (4.5), відносний СКВ σ_{K_D} вимірюваного коефіцієнта дихроїзму K_D буде

$$\sigma_{K_D} = \sigma_{e_1} = 2,5 \cdot 10^{-3}.$$

4.2. Пристрої та методи вимірювання параметрів лінійної поляризації лазерного випромінювання трьома профільними болометричними решітками

Розглянемо метод вимірювання параметрів поляризації інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання трьома ідентичними профільними нелінійними болометричними решітками з виключенням систематичних похибок за рахунок нелінійності характеристик їх перетворення.

Решітки з n тонкодротяними елементами у кожній розміщуються у близьких перерізах лазерного пучка, а їх елементи мають кутові напрямки $\psi_1 = 0$, $\psi_2 = +\pi/3$ і $\psi_3 = -\pi/3$. На рис 4.2 показані кутові напрямки болометричних елементів решіток ψ_i , вектор напруженості електричного поля випромінювання \vec{E} або напрямок півосі еліпса поляризації і їх кутові напрямки φ_i відносно решіток. За позитивний відлік кутів ψ_i і φ_i обрано напрямок проти ходу годинникової стрілки. Розглядаються болометри, виконані з платини, яка має високу температуру плавлення і добрі антикорозійні властивості. Сигнали реєструються з кожного болометричного елемента решіток.

Сигнали решіток можна записати як:

$$U_i = \sum_{j=1}^n U_{ij} = \eta_0 F_i(k_i \delta \bar{P}) k_i \bar{P}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (4.9)$$

де: U_{ij} – сигнали болометричних елементів i -ої решітки; η_0 – коефіцієнт перетворення решіток для E -поляризованого випромінювання в лінійному режимі роботи болометрів при температурі навколишнього середовища; \bar{P} – середня погонна потужність, яка падає на болометри, для безперервного випромінювання або \bar{E}/m – середня питома енергія, яка падає в імпульсному

режимі; $F_i(k_i, \delta \bar{P})$ – нормований на η_0 коефіцієнт перетворення болометра, який працює в нелінійному режимі; $\delta = 1 + \sigma_{p0}^2$ – коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності, яка падає, по площі решітки і σ_{p0}^2 – дисперсія розподілу інтенсивності, яка падає; k_i – поляризаційні коефіцієнти взаємодії випромінювання з болометрами. Для лінійної поляризації випромінювання відповідно до рівняння прямої [242] вони визначаються за виразом:

$$k_i = \cos^2(\varphi - \psi_i) + K_D \sin^2(\varphi - \psi_i), \quad i = 1, 2, 3 \quad (4.10)$$

де: K_D – коефіцієнт дихроїзму болометрів, який дорівнює відношенню факторів ефективності поглинання для перпендикулярної і паралельної осі болометра лінійної поляризації випромінювання.

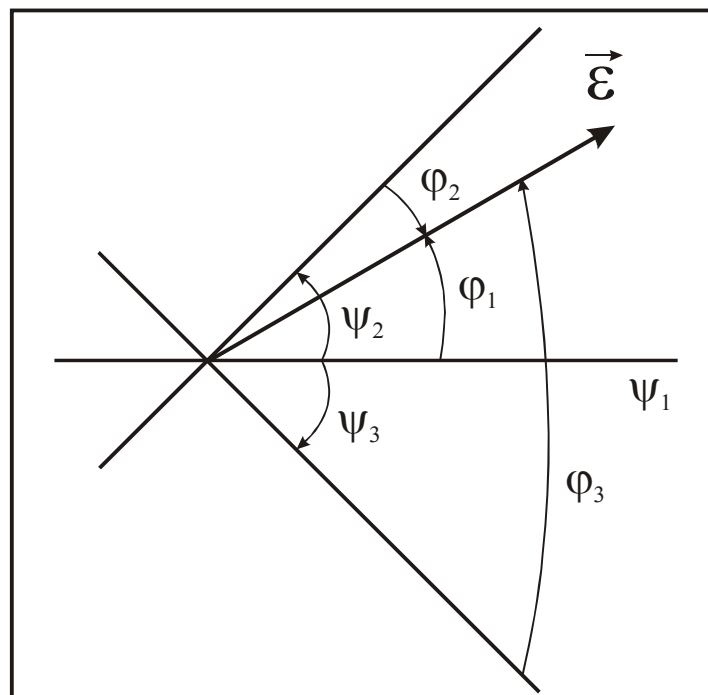


Рис. 4.2. Кутові напрямки болометричних елементів решіток ψ_i , напрямок електричного поля \vec{E} і його кути φ_i відносно решіток.

Сума поляризаційних коефіцієнтів взаємодії решіток як для лінійної, так і для еліптичної поляризації випромінювання буде мати вигляд:

$$\sum_{i=1}^3 k_i = \frac{3}{2}(K_D + 1). \quad (4.11)$$

Профільні сигнали елементів решіток U_{ij} дозволяють визначити [174] коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання δ , поляризаційні коефіцієнти взаємодії k_i і середню погонну потужність \bar{P} , яка падає, за виключенням з них систематичних похибок нелінійності характеристики перетворення болометрів.

Нормовані коефіцієнти перетворення решіток $F_i(k_i \delta \bar{P})$ у нелінійному режимі роботи платинових болометрів добре апроксимуються поліномом другого ступеня відносно $k_i \delta \bar{P}$ для безперервної потужності [37] і відносно $k_i \delta \bar{E}/m$ для енергії імпульсу [34] у вигляді

$$F_i(k_i \delta \bar{P}) = 1 + a_p k_i \delta \bar{P} + b_p (k_i \delta \bar{P})^2. \quad (4.12)$$

Для енергії імпульсу справедливими будуть коефіцієнти a_E і b_E . Для лазерного випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм і платинових болометрів діаметром 10 мкм коефіцієнти зі своїми відносними СКВ отримані у підрозділах 3.2 і 3.3: $\eta_{0P} = 0.494$ см/Вт, $\sigma_{\eta_{0P}} = 0,01$; $a_P = -8,0 \cdot 10^{-3}$ см/Вт; $\sigma_{a_P} = 0,05$; $b_P = -1,4 \cdot 10^{-3}$ см²/Вт²; $\sigma_{b_P} = 0,06$; $\eta_{0E} = 1.159$ з/кДж, $\sigma_{\eta_{0E}} = 0,0017$; $a_E = 1,360 \cdot 10^{-1}$ Г/кДж; $\sigma_{a_E} = 4 \cdot 10^{-3}$; $b_E = -2,76 \cdot 10^{-2}$ з²/кДж²; $\sigma_{b_E} = 7 \cdot 10^{-3}$; $K_D = 1,378$, $\sigma_{K_D} = 4 \cdot 10^{-4}$.

За виразом (4.12) визначаються значення $F_i(k_i \delta \bar{P})$ і лінеаризовані сигнали решіток

$$U'_i = \frac{U_i}{F_i(k_i \delta \bar{P})}. \quad (4.13)$$

Сума лінеаризованих сигналів решіток з використанням (4.11) матиме вигляд:

$$\sum_{i=1}^3 U'_i = \eta_0 \bar{P} \sum_{i=1}^3 k_i = \eta_0 \bar{P} \cdot 1,5 (K_D + 1). \quad (4.14)$$

Нормовані на $\eta_0 \bar{P}$ лінеаризовані сигнали решіток мають вигляд:

$$U_{i0} = \frac{U'_i}{\eta_0 P} = k_i = \frac{3}{2}(K_D + 1) \frac{U'_i}{\sum_{i=1}^3 U'_i} \quad (4.15)$$

і відображають значення їх поляризаційних коефіцієнтів взаємодії.

Дані сигнали дозволяють розглянути декілька методик визначення кутового напрямку лінійної поляризації випромінювання відносно кутових напрямків елементів решіток.

Методика перша. Використовуючи лінеаризований сигнал i -ої решітки U'_i і суму сигналів решіток, отримуємо формулу для визначення кута:

$$\varphi_{i1,i2} = \psi_i \pm \arcsin \left\{ \frac{1}{K_D - 1} \left[\frac{3}{2}(K_D + 1) \frac{U'_i}{\sum_{i=1}^3 U'_i} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (4.16)$$

Отримуємо два кути $\pm\varphi_i$, симетрично розташовані відносно кутового напрямку болометричних елементів i -ої решітки. Аналогічним чином знаходяться кути відносно кутових напрямків елементів інших решіток. Неоднозначність вимірювання кута φ усувається збіжністю кутів відносно різних решіток у перерізі оптичного пучка.

Методика друга. Використанням відношення сигналу однієї решітки до сигналу іншої решітки, наприклад, другої до першої, отримуємо два кути відносно кутового напрямку елементів першої решітки:

$$\varphi_1 = \arctg \frac{-\sqrt{3}(K_D - 1) \pm \left\{ 3(K_D - 1)^2 + \left[(K_D(4\gamma - 1) - 3)(3K_D - 4\gamma + 1) \right] \right\}^{\frac{1}{2}}}{K_D(4\gamma - 1) - 3}, \quad (4.17)$$

де $\gamma = U'_2/U'_1$. Знайдені кути відлічують від кутового напрямку елементів тієї решітки, сигнал якої є дільником. Неоднозначність визначення кута усувається аналогічним чином, як і в першій методиці.

Методика третя. Використовується різниця сигналів решіток, наприклад, третьої U'_3 і другої U'_2 . Після тригонометричних перетворень отримуємо

$$\varphi_1 = \pm \frac{1}{2} \arcsin \sqrt{3} \frac{K_D + 1}{K_D - 1} \frac{U_3' - U_2'}{\sum_{i=1}^3 U_i'}. \quad (4.18)$$

Отримані кути відлічуються від кутового напрямку елементів тієї решітки, яка не бере участі у різниці сигналів решіток. Арксинус подвійного кута в інтервалі $[-\pi/2; +\pi/2]$ дає два значення кута φ_1 . Визначають кути відносно інших решіток. Неоднозначність визначення кута поляризації випромінювання усувається аналогічним способом.

Оцінимо випадкову похибку вимірювання кута напрямку лінійної поляризації випромінювання. Тому що початок відліку кута може бути довільним, випадкову похибку вимірюваного кута необхідно оцінювати в абсолютних одиницях – радіанах або градусах.

Розглянемо випадок, коли кут між лінійною поляризацією випромінювання і напрямком болометричних елементів першої решітки складає 30° . Поляризаційні коефіцієнти взаємодії випромінювання з болометричними решітками у відповідності з виразом (4.10) будуть складати $k_1 = k_2 = 1,09425$, $k_3 = 1,377$, а їхня сума складатиме $\sum_{i=1}^3 k_i = 3,5655$. В

оцінці випадкової похибки коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання по площі вхідної апертури решітки нехай буде $\delta = 4$, а середня погонна потужність випромінювання матиме значення $\bar{P} = 0,5 \text{ Вт/см}$. Кількість болометричних елементів у кожній решітці складає $n=16$.

Якщо використовувати сигнали решіток (4.9) з урахуванням нормованого коефіцієнта перетворення болометра (4.12) і визначати вимірюваний кут напрямку поляризації випромінювання за виразом (4.16), то в залежності від величини $\delta \bar{P}$ в межах від 0 до 10 Вт/см він буде змінюватися від 30° до $41,8^\circ$, і максимальна абсолютна систематична похибка вимірюваного кута буде складати $+11,8^\circ$.

Відносне СКВ σ_{F_i} нормованого коефіцієнта перетворення i -ої болометричної решітки $F_i(k_i \delta \bar{P})$, що визначається виразом (4.12), будемо обчислювати за формулою:

$$\begin{aligned} \sigma_{F_i}^2 = & \left(\frac{a}{F_i} \frac{\partial F_i}{\partial a} \right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{\delta}{F_i} \frac{\partial F_i}{\partial \delta} \right)^2 \sigma_\delta^2 + \left(\frac{k_i}{F_i} \frac{\partial F_i}{\partial k_i} \right)^2 \sigma_{k_i}^2 + \\ & + \left(\frac{b}{F_i} \frac{\partial F_i}{\partial b} \right)^2 \sigma_b^2 + \left(\frac{\bar{P}}{F_i} \frac{\partial F_i}{\partial \bar{P}'} \right)^2 \sigma_{\bar{P}'}^2. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Виконавши вказані дії у виразі (4.19) і підставивши значення наведених величин, отримуємо $\sigma_{F_i} = 1,1 \cdot 10^{-3}$.

Вважаємо, що відносні СКВ середніх сигналів решіток вимірюються і дорівнюють 10^{-3} . Відносний СКВ лінеаризованих сигналів решіток U_i' , які відповідають формулі (4.13), будуть складати згідно з виразом:

$$\sigma_{U_i'} = \left(\sigma_{U_i}^2 + \sigma_{F_i}^2 \right)^{\frac{1}{2}} = 1,1 \cdot 10^{-3}. \quad (4.20)$$

Проведемо оцінку абсолютного СКВ вимірювання кута лінійної поляризації випромінювання за першою методикою відносно кутового напрямку болометричних елементів i -ої решітки. Виділивши у (4.10) $\sin^2(\varphi_i - \psi_i)$ для решітки з кутом $\psi_i = 0$, отримуємо вираз для кута φ_i :

$$\varphi_i = \pm \arcsin \left[\frac{1}{K_D - 1} (k_i - 1) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.21)$$

Абсолютне СКВ вимірюваного кута σ_{φ_i} визначається за виразом:

$$\sigma_{\varphi_i}^2 = \left(K_D \frac{\partial \varphi_i}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_D}^2 + \left(k_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial k_i} \right)^2 \sigma_{k_i}^2. \quad (4.22)$$

У роботі [167] показано, що $\sigma_{k_i} = 0,37 \cdot 10^{-3}$. Після виконання дій за останньою формулою, підставивши значення величин, які входять до неї, отримуємо $\sigma_{\varphi_i} = 0,10$ градусів.

По другій методиці вимірювання кутового напрямку лінійної поляризації випромінювання абсолютне СКВ σ_{φ_1} визначається за формулою

$$\sigma_{\varphi_1}^2 = \left(K_D \frac{\partial \varphi_1}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_D}^2 + \left(\gamma \frac{\partial \varphi_1}{\partial \gamma} \right)^2 \sigma_{\gamma}^2, \quad (4.23)$$

в якій

$$\sigma_{\gamma} = \left(\sigma_{U_2'}^2 + \sigma_{U_1'}^2 \right)^{\frac{1}{2}} = 1,6 \cdot 10^{-3},$$

а $\sigma_{U_2'}$ і $\sigma_{U_1'}$ – відносні СКВ лінеаризованих сигналів другої і першої решіток.

Після обчислення отримуємо $\sigma_{\varphi_1} = 4 \cdot 10^{-2}$ градусів.

За третьою методикою вимірювання кута напрямку лінійної поляризації випромінювання його абсолютне СКВ σ_{φ_1} визначається за виразом:

$$\sigma_{\varphi_1}^2 = \left(K_D \frac{\partial \varphi_1}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_D}^2 + \sum_{i=1}^3 \left(U_i' \frac{\partial \varphi_1}{\partial U_i'} \right)^2 \sigma_{U_i'}^2. \quad (4.24)$$

Після виконання вказаних дій, підставивши значення величин, які входять у даний вираз, отримуємо $\sigma_{\varphi_1} = 0,1$ градусів.

4.3. Дворешітковий болометричний вимірювач лінійної поляризації лазерного випромінювання

Розглянемо метод вимірювання лінійної поляризації лазерного випромінювання дворешітковим болометром і проведемо його експериментальну перевірку. Використання такого болометра спрощує відомий метод з використанням трирешіткового болометра і приводить до підвищення точності вимірювань.

4.3.1. Метод вимірювання параметрів лінійної поляризації лазерного випромінювання дворешітковим болометром

У вимірювачі, який розглядається, використовуються лише дві ідентичні болометричні решітки (рис 4.3) з відомим коефіцієнтом дихроїзму їх елементів.

Вони виконані з тонкодротяної платини і розміщені перпендикулярно одна до одної в перерізі оптичного пучка. БолOMETричні елементи кожної решітки поєднані послідовно і заживлюються від джерела постійної напруги e через навантажувальні опори R_1 і R_2 . Сигнали решіток реєструються швидкодіючими і високочутливими аналого-цифровими перетворювачами (АЦП) і заносяться у пам'ять комп'ютера. Решітки виконані з таким періодом, щоб забезпечувати просторове інтегрування інтенсивності випромінювання в перерізі пучка з похибкою, меншою за 1%. Опори R_1 і R_2 обирають набагато більше початкових опорів R_{01} і R_{02} , а входні опори АЦП також набагато більші за R_{0i} . Тому АЦП реєструють сигнали, пропорційні напругам на опорах решіток.

Робота вимірювача заснована на залежності фактора ефективності поглинання болOMETричного елемента від напрямку лінійної поляризації електричного поля випромінювання відносно геометричної осі болOMETра. Ця залежність визначається коефіцієнтом дихроїзму болOMETра K_D .

Сигналами решіток U_i вважаємо відносне підвищення їхніх опорів, тобто

$$U_i = \frac{\Delta R_i}{R_{i0}} = \frac{e_i - e_{0i}}{e_{i0}}, \quad i = 1, 2, \quad (4.25)$$

де: i – номер решітки; e_{0i} – приріст опору i -ої решітки; e_{0i} – напруга зсуву на опорах решіток; e_i – максимальна напруга на опорах решіток під дією оптичного випромінювання.

У лінійному режимі роботи болOMETрів, коли показник ΔR_i прямо пропорційний поглиненій ними оптичній енергії, сигнали решіток U_i і коефіцієнт дихроїзму K_D повністю визначають лінійну поляризацію лазерного випромінювання. При вимірюваннях з імпульсним випромінюванням необхідно, щоб теплова постійна часу болOMETричних елементів τ була набагато більшою за тривалість оптичного імпульсу t_i .

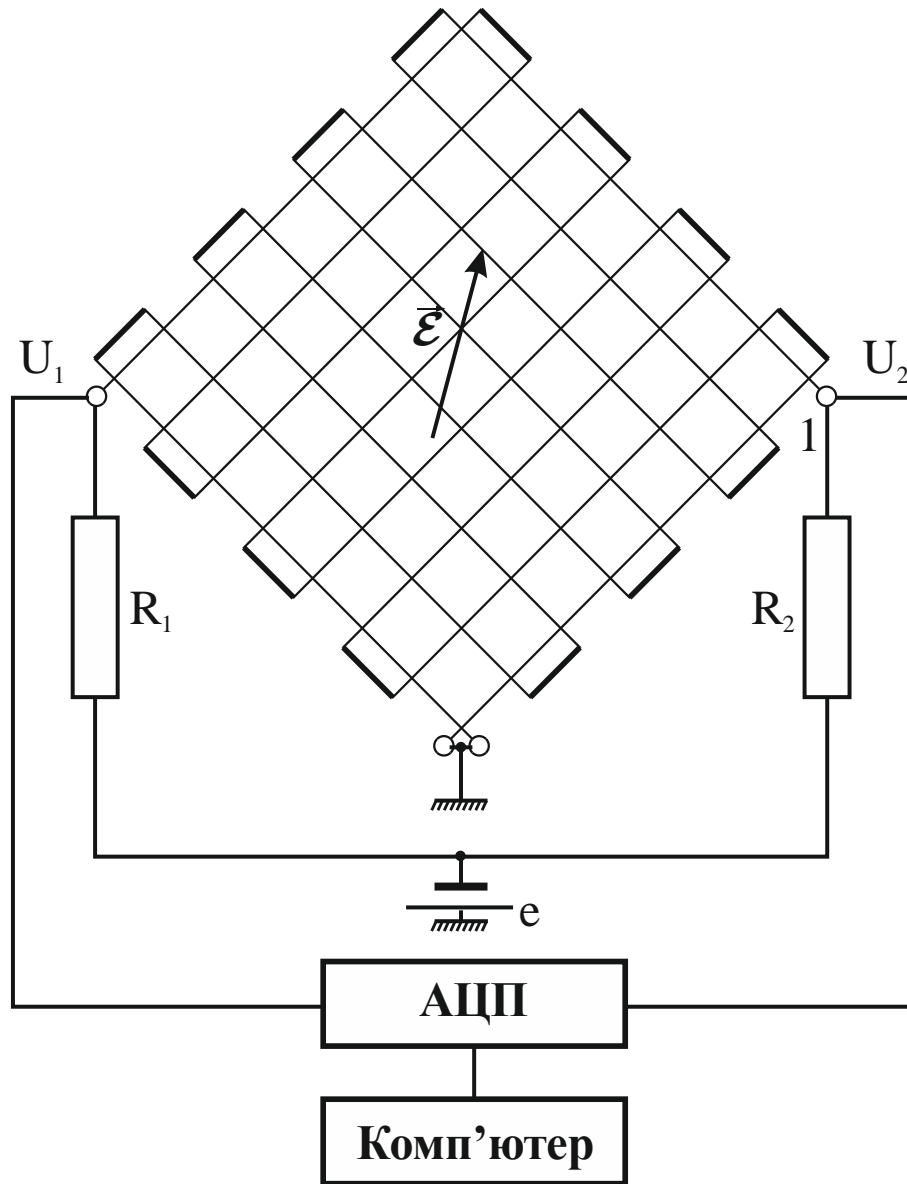


Рис. 4.3. Схема вимірювача лінійної поляризації лазерного випромінювання

Виберемо кути напрямків болометричних елементів першої решітки $\psi_1 = 0^\circ$ і другої решітки $\psi_2 = 90^\circ$. Тоді сигнали решіток для імпульсного випромінювання можна записати як:

$$U_i = \eta_0 \frac{\bar{E}}{m} k_i, \quad i = 1, 2, \quad (4.26)$$

де: $\eta_0 = \frac{\alpha_0 q_0^E}{c_0}$ – коефіцієнт перетворення болометра для E -поляризованого випромінювання; \bar{E} – середня погонна енергія випромінювання, що падає на

болонетри з погонною масою $m = \frac{\pi d^2 \rho}{4}$; k_i – поляризаційний коефіцієнт взаємодії випромінювання з болонетрами (4.10). Сума сигналів решіток буде мати наступний вигляд:

$$U_1 + U_2 = \eta_0 \frac{\bar{E}}{m} (k_1 + k_2) = \eta_0 \frac{\bar{E}}{m} (K_D + 1). \quad (4.27)$$

Нормовані сигнали набудуть вигляду:

$$U_{10} = \frac{U_i}{\eta_0 \frac{\bar{E}}{m}} = (K_D + 1) \frac{U_i}{U_1 + U_2} = k_i, \quad i = 1, 2 \quad (4.28)$$

і будуть дорівнювати поляризаційним коефіцієнтам взаємодії k_i . Виходячи з виразу (4.10), отримуємо значення кутів $\varphi_{i1,i2}$ відносно кожної решітки:

$$\varphi_{i1,i2} = \psi_i \pm \arcsin \left\{ \frac{1}{K_D - 1} \left[(K_D + 1) \frac{U_i}{U_1 + U_2} - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad i = 1, 2. \quad (4.29)$$

Для кожної решітки отримуємо два кути $\varphi_{i1,i2}$, і неоднозначність вимірювання кута φ усувається збігом кутів решіток у перерізі оптичного пучка. Таким чином, використовуючи дворешітковий болонетр можна виміряти напрямок лінійної поляризації інтенсивного і широкоапертурного імпульсного і безперервного лазерного випромінювання.

4.3.2. Експериментальна перевірка методу вимірювання параметрів лінійної поляризації лазерного випромінювання

Перевірка розглянутого методу вимірювань проводилася на експериментальній установці, яка показана на рис 4.4, де 1 – неодимовий лазер ГОС-1001, що працює у режимі вільної генерації на довжині хвилі 1,06 мкм з тривалістю імпульсу випромінювання 0,8 мс і діаметром оптичного пучка близько 50 мм. Випромінювання лазера таким чином падає під кутом Брюстера на плоскопаралельну пластину 2, що відбите від неї випромінювання направлене вертикально вгору і має лінійну поляризацію, проходить крізь дворешітковий

Болометр 3 і далі поглинається калориметром 6. Болометричні решітки виконані з платиного дроту діаметром 10 мкм з періодом 4 мм і довжиною кожного з $n=16$ елементів 80 мм. Сигнали решіток реєструються швидкодіючим і високочутливим аналого-цифровим перетворювачем 4 типу ЛА-2USB-14 з частотою вимірювань 400 кГц і запам'ятовуються у комп'ютері 5. Випромінювання, що пройшло крізь пластинку, поглинається калориметром 7. Болометричні решітки в цій схемі розміщені горизонтально, що забезпечує їх однаковий теплообмін з навколишнім середовищем, і можуть обертатися відносно осі оптичного пучка.

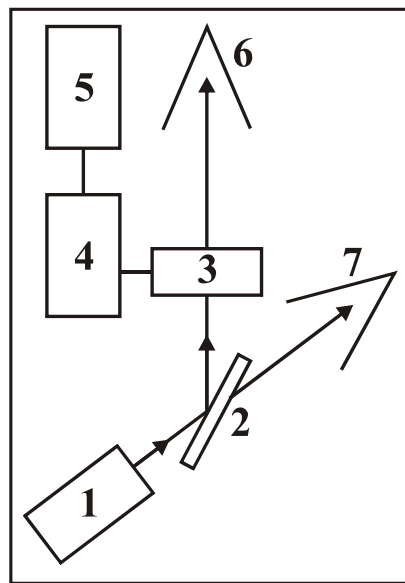


Рис. 4.4. Схема експериментальної установки

У першу чергу, проводилося градування решіток, яке полягало у визначенні коефіцієнта дихроїзму болометрів K_D . Для цього елементи однієї решітки виставлялись паралельно лінійній поляризації випромінювання, і проводилось вимірювання сигналів решіток. Потім решітки повертали на певний кут у межах кутів від 0° до 90° і реєстрували сигнали решіток. Для кожного кута за виразом (4.10) обчислювався поляризаційний коефіцієнт взаємодії $k_i(\varphi)$ через коефіцієнти дихроїзму K_D і по виразу (4.28) знаходився коефіцієнт дихроїзму K_D . Для кожного кута отримували по два значення K_D відносно двох решіток, а для кутів 0° і 90° – по три значення K_D , тому як відношення сигналів

давало значення K_D . Було виконано 20 вимірювань і середнє значення склало $\overline{K_D} = 1,8285$ з абсолютним середнім квадратичним відхиленням $\sigma_{K_D} = 0,52 \cdot 10^{-2}$. Поправні множники у сигналах решіток за рахунок кінцевого відношення тривалості імпульсу випромінювання t_i і теплової постійної часу болометра у виразі (4.28) скорочуються і не впливають на значення K_D .

Для повороту решіток на кут 30° отримали наступні значення сигналу решіток $U_1=0,1859$ і $U_2=0,2491$. Обчислення за виразом (4.29) значення кутів виявились $\varphi_{11,12} = \pm 30,13^\circ$ і $\varphi_{21,22} = +90 \pm 59,87^\circ$. Збіжними у перерізі оптичного пучка стали кути $\varphi_{11} = +30,13^\circ$ і $\varphi_{22} = +30,13^\circ$. Тому кут напрямку лінійної поляризації випромінювання складав $\varphi = 30,13^\circ$.

Проаналізуємо випадкову похибку вимірюного кута φ , виходячи з виразу (4.29). Якщо позначити $\frac{U_2}{U_1+U_2} = x$, то абсолютне СКВ кута σ_φ можна записати

як:

$$\sigma_{\varphi_i}^2 = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_D}^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 \sigma_x^2, \quad (4.30)$$

де σ_{K_D} і σ_x – абсолютні СКВ величин K_D і x . Відносні СКВ сигналів решіток складають $\sigma_{U_{i0}} = 4,5 \cdot 10^{-3}$, в той час як абсолютні СКВ сигналів решіток становитимуть $\sigma_{U_1} = 0,84 \cdot 10^{-3}$ і $\sigma_{U_2} = 1,2 \cdot 10^{-3}$. Дисперсія σ_x^2 буде мати вираз:

$$\sigma_x^2 = \frac{U_2^2}{(U_1+U_2)^4} \sigma_{U_1}^2 + \frac{U_1^2}{(U_1+U_2)^4} \sigma_{U_2}^2 = 0,5 \cdot 10^{-6}. \quad (4.31)$$

Якщо позначити вираз $\left\{ \frac{1}{K_D-1} [(K_D+1)x-1] \right\}^{\frac{1}{2}} = A$, то

$$\frac{\partial \varphi}{\partial K_D} = \frac{1}{(1-A)^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{2A^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1-2x}{(K_D-1)^2} \quad \text{і} \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{1}{(1-A)^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{2A^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{K_D+1}{K_D-1}, \quad (4.32)$$

а також абсолютне СКВ кута φ будуть мати вигляд:

$$\sigma_{\varphi} = \frac{1}{[1-A]^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{2A^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{K_D-1} \left[\frac{(1-2x)^2}{(K_D-1)^2} \sigma_{K_D}^2 + (\overline{K_D}+1)^2 \sigma_x^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.33)$$

Підставивши значення $\overline{K_D}$, $\sigma_{\overline{K_D}}$, x і σ_x , отримуємо абсолютне СКВ кута поляризації випромінювання $\sigma_{\varphi} = 0,23^{\circ}$.

4.4. Модифікований дворешітковий болометричний вимірювач параметрів лінійної поляризації лазерного випромінювання

В методі, який розглянуто у попередньому підрозділі, розв'язання задачі вимірювання лінійної поляризації випромінювання дворешітковим тонкодротяним болометром зі взаємоперпендикулярними напрямками болометричних елементів решіток не завжди дозволяє однозначно визначити кут напрямку поляризації випромінювання. Одні певні кути напрямку поляризації випромінювання відносно решіток збігаються, а інші мають протилежні напрямки, що для поляризації випромінювання дає однаковий напрямок.

4.4.1. Модифікований метод вимірювання параметрів лінійної поляризації лазерного випромінювання дворешітковим болометром

Розглянемо болометричний вимірювач, який дозволяє однозначно визначити кут напрямку лінійної поляризації випромінювання дворешітковим болометром при довільному розташуванні решіток відносно випромінювання, яке падає.

Неоднозначність визначення кута поляризації випромінювання вирішується розміщенням решіток не зі взаємоперпендикулярними напрямками їхніх болометричних елементів.

Нехай кути болометричних елементів решіток будуть $\psi_1 = 0$ і $\psi_2 \neq \frac{\pi}{2}$.

Розглянемо роботу болометричного вимірювача на прикладі імпульсного режиму випромінювання лазера, коли тривалість його імпульсу t_i набагато

менша за теплову постійну часу болометричних елементів τ , а також для лінійного режиму роботи болометра, коли відносний приріст його опору під дією випромінювання прямо пропорційний поглиненій енергії. У цих умовах сигнали решіток U_i можна записати аналогічно (4.26.), а поляризаційні коефіцієнти взаємодії болометрів з випромінюванням визначаються виразом (4.10).

Сума сигналів решіток набуде вигляду:

$$U_1 + U_2 = \eta^E \frac{\bar{E}}{m} (k_1 + k_2). \quad (4.34)$$

Нормовані сигнали решіток визначаються з урахуванням (4.34)

$$U_{ii} = \frac{U_i}{\eta^E \frac{\bar{E}}{m}} = k_i = (k_1 + k_2) \frac{U_i}{U_1 + U_2} \quad (4.35)$$

і дорівнюють поляризаційним коефіцієнтам взаємодії k_i .

Використовуючи вирази (4.10) і (4.35), визначаються можливі два кути поляризації випромінювання відносно кожної решітки:

$$\varphi_{1,2} = \psi_i \pm \arcsin \left\{ \frac{1}{K_D - 1} \left[(k_1 + k_2) \frac{U_i}{U_1 + U_2} - 1 \right] \right\}^{1/2}. \quad (4.36)$$

Для взаємоперпендикулярних болометричних елементів решіток сума $k_1 + k_2 = K_D + 1$ не залежить від кута φ . Для іншого кутового розміщення болометричних елементів решіток ця сума не буде сталою величиною, а залежатиме від кута φ . На рис 4.5 показана залежність $k_1 + k_2$ від кута φ для значення коефіцієнта дихроїзму $K_D = 1,8$ і кутів $\psi_1 = 0$ і $\psi_2 = 85^\circ$. Видно, що ця сума може змінюватися від середнього значення $K_D + 1 = 2.80$ в межах $\pm 2.5\%$.

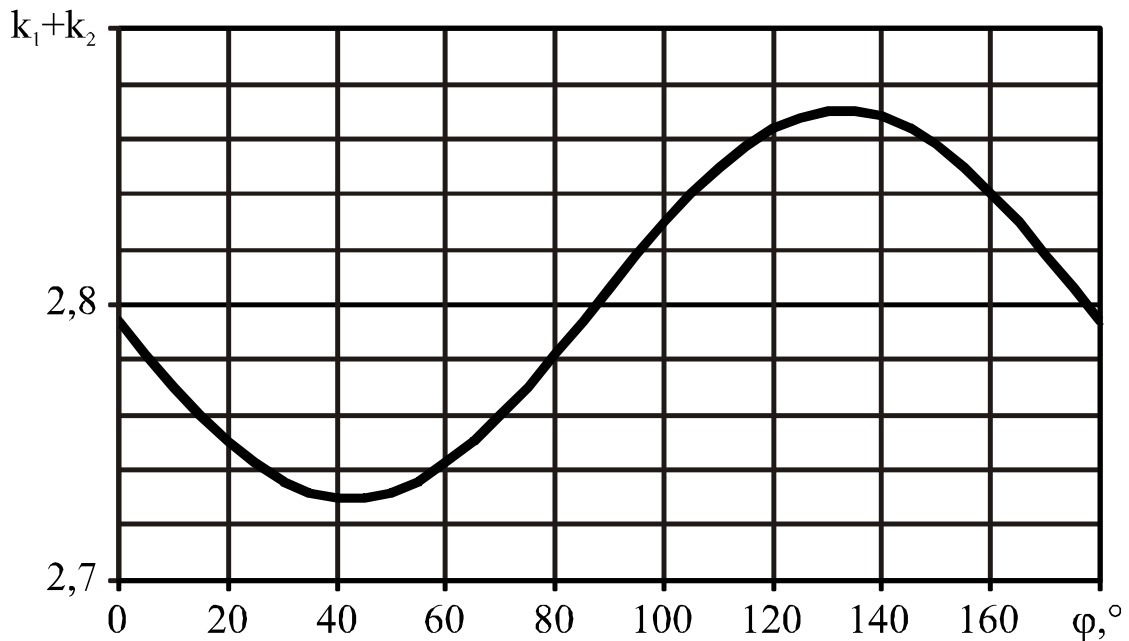


Рис. 4.5. Залежність $k_1 + k_2$ від кута φ

У першому наближенні визначення вимірних кутів $\varphi'_{i1,i2}$ по сигналах решіток U_i і формулі (4.36) приймаємо як $k_1 + k_2 = K_D + 1$. По кутах $\varphi'_{i1,i2}$, які близькі у перерізі оптичного пучка для обох решіток, з використанням виразу (4.10) визначаємо суму $(k_1 + k_2)$ і за нею знову за формулою (4.36) визначаємо уточнене значення кутів $\varphi_{i1,i2}$, в яких виключена основна частина систематичної похибки за рахунок перпендикулярності болометричних елементів решіток. Напрямок не кутів $\varphi_{i1,i2}$, які не збігаються, в перерізі пучка відрізняються на кут $(\frac{\pi}{2} - \psi_2)$. Таким чином, неоднозначність визначення кута напрямку поляризації випромінювання розв'язується повністю.

Розглянемо приклад використання обґрунтованого методу вимірювань. Нехай $\psi_1 = 0$, $\psi_2 = 85^\circ$, $K_D = 1,8$ і $\varphi = 30^\circ$. У відповідності до виразу (4.10) поляризаційні коефіцієнти взаємодії будуть становити $k_1 = 1,2$ і $k_2 = 1,5368$. Сигнали решіток будуть прямо пропорційними коефіцієнтам k_1 і k_2 . В першому наближенні приймаємо $k_1 + k_2 = K_D + 1 = 2,8$. Згідно з виразом (4.36) отримуємо

значення кутів $\varphi'_{11,12} = \pm 30,47^\circ$ і $\varphi'_{21,22} = 85^\circ \pm 57,76^\circ$. Близькими кутами є $\varphi'_{11} = 30,47^\circ$ і $\varphi'_{22} = 27,24^\circ$. Обчислюємо тепер для кута φ'_{11} суму $k'_1 + k'_2 = 2,7363$ і далі за формулою (4.36) уточнене значення кутів $\varphi_{11,12} = \pm 29,98^\circ$ і $\varphi_{21,22} = 85^\circ \pm 54,98^\circ$. Збіжними кутами є $\varphi^*_{11} = +29,98^\circ$ і $\varphi^*_{22} = +30,02^\circ$. Напрямки незбіжних кутів відрізняються на $\varphi_{11} - \varphi_{21} = 150^\circ - 139,98^\circ = 10,02^\circ$.

Для кута $\varphi' = 27,24^\circ$ сума поляризаційних коефіцієнтів складає $k'_1 + k'_2 = 2,7399$, і уточнені кути будуть такими: $\varphi^{**}_{11} = +30,11^\circ$ і $\varphi^{**}_{22} = +29,87^\circ$. Середнє значення вимірюваних кутів буде мати вигляд:

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{4}(\varphi^*_{11} + \varphi^*_{22} + \varphi^{**}_{11} + \varphi^{**}_{22}) = 30,00^\circ,$$

що до $0,005^\circ$ збігається з кутом лінійної поляризації вимірюваного випромінювання.

4.4.2. Експериментальна перевірка методу вимірювання параметрів лінійної поляризації лазерного випромінювання модифікованим дворешітковим болометром

Проведемо експериментальну перевірку запропонованого методу вимірювання лінійної поляризації лазерного випромінювання дворешітковим болометром з не взаємоперпендикулярними розміщеннями елементів решіток.

Кожна решітка складається з 14 платинових болометричних елементів діаметром $d \approx 10$ мкм і довжиною 80 мм кожен з періодом $\chi = 4$ мм, з'єднаних послідовно (див. рис 4.6). Одна з решіток може обертатися відносно іншої на кут θ , який змінюється від 0° до 10° . Кожна решітка має електричний зсув від джерела постійної напруги e через навантажувальні опори R_i , які значно перевищували опір болометричних решіток R . Вхідні опори каналів аналого-цифрового перетворювача (АЦП), на які надходять сигнали решіток, також значно перевищують опір решіток, тому АЦП реєструє сигнали, пропорційні напругам на решітках.

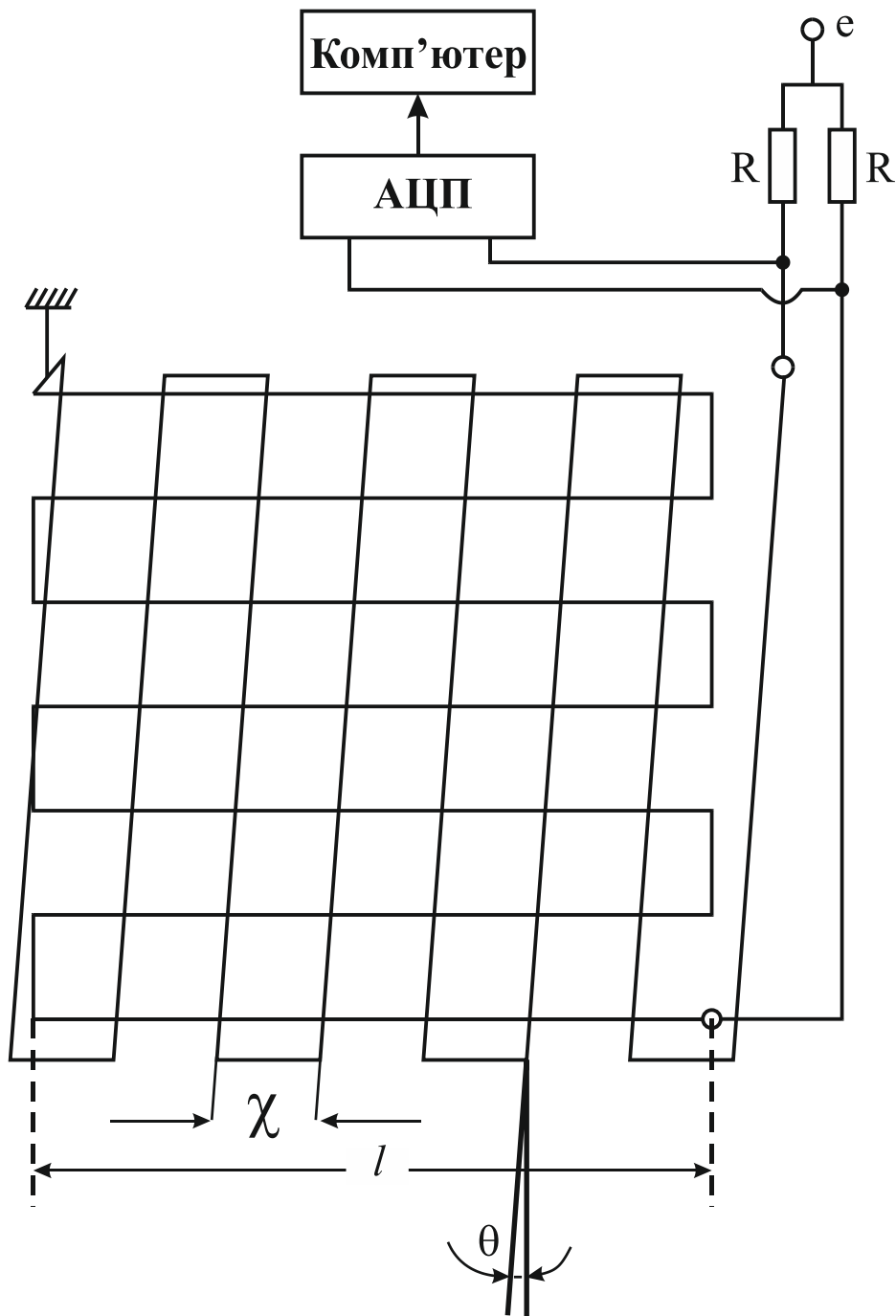


Рис. 4.6. Схема болометричних решіток з системою реєстрації їхніх сигналів

Блок-система експериментальної установки аналогічна схемі, яка показана на рис 4.4. Зафіксований кут повороту решітки θ вимірювався з використанням поворотного пристрою з відліком кута до однієї хвилини, на якій розміщувалися решітки, і під мікроскопом визначалися кутові напрямки болометричних елементів решіток. Кути визначали для ряду елементів і знаходили середні значення з їхніми абсолютними стандартними відхиленнями.

У першу чергу, визначався коефіцієнт дихроїзму болометричних елементів K_D , рівний відношенню факторів ефективності поглинання для Н- і Е-поляризацій оптичного випромінювання. Для цього елементи решіток виставлялися взаємоперпендикулярними, а лінійна поляризація випромінювання направлялась паралельно елементам однієї з решіток, на яку падало Е-поляризоване випромінювання. На іншу решітку падало Н-поляризоване випромінювання. Відношення сигналів решіток дає значення K_D .

У сигнали решіток вводились поправні множники на кінцеві значення опорів навантаження болометрів решіток. Вони визначаються наступним чином. На рис 4.7 показана електрична схема болометра, де: e – джерело живлення; R – навантажувальний опір болометра; R_ϕ – опір болометра; E - енергія оптичного імпульсу. Електричний зсув на болометрі до опромінення буде виглядати так:

$$U_1 = \frac{eR_\phi}{R + R_\phi}. \quad (4.37)$$

Після закінчення дії оптичного імпульсу максимальний сигнал болометра визначається як:

$$U_2 = \frac{e(R_\phi + \Delta R)}{R + R_\phi + \Delta R}, \quad (4.38)$$

де ΔR – приріст опору болометра під дією поглиненої оптичної енергії імпульсу випромінювання. З сигналу U_2 можна виділити складову U_{20} , яка визначається:

$$U_{20} = \frac{eR_\phi}{R + R_\phi + \Delta R} \quad (4.39)$$

та являє собою електричний зсув болометра при дії випромінювання. Видно, що $U_1 > U_{20}$ і відношення сигналів U_2/U_1 не буде дорівнювати відносному приросту опору болометра $\Delta R/R_\phi$. Відношення сигналів болометра, що реєструються, набуде вигляду:

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{(1 + \Delta R/R_\phi)(1 + R/R_\phi)}{1 + R/R_\phi + \Delta R/R_\phi}, \quad (4.40)$$

з якого знаходиться відносний приріст опору болометра $\Delta R/R_0$, який є його сигналом U :

$$U = \frac{\Delta R}{R_0} = \frac{(U_2/U_1 - 1)(1 + R/R_0)}{1 + R/R_0 - U_2/U_1}. \quad (4.41)$$

Для прикладу візьмемо $R = 10R_0$. Тоді відношення сигналів буде дорівнювати $U_2/U_1 = 1,09009$, яке менше $\Delta R/R_0$. А у відповідності до виразу (4.41) $\Delta R/R = 0,099999$ воно з похибкою обчислень точно дорівнює відносному приросту опору болометра.

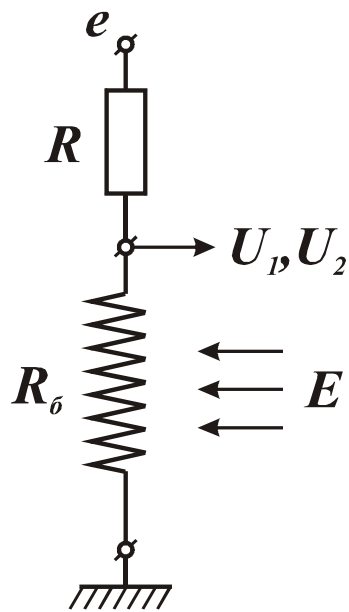


Рис. 4.7 Електрична схема болометра

По отриманому виразу (4.41) визначались сигнали болометричних решіток. При вимірюванні коефіцієнта дихроїзму болометричних елементів решітки повертались через 90° , результати яких наведені у табл.4.2. Опори болометрів решіток складали $R_{01} = 1,3104 \text{ кОм}$ і $R_{02} = 1,3545 \text{ кОм}$, а навантажувальні опори – $R_1 = 1,067 \text{ кОм}$ і $R_2 = 13,001 \text{ кОм}$. За

результатами вимірювань середнє значення $\overline{K_D} = 1,7635$. В останньому стовпці наведені значення енергії випромінювання, що пройшла крізь решітки.

В першому наближенні вимірювання кута лінійної поляризації випромінювання з двома не взаємоперпендикулярними болометричними решітками береться середнє значення суми їхніх поляризаційних коефіцієнтів $\overline{k_1 + k_2} = K_D + 1$. По вимірюваному куту визначаються в першому наближенні значення k_1 і k_2 , і їхня сума, а потім уточнене значення кута поляризації випромінювання.

Вимірювання коефіцієнта дихроїзму

φ , град	U_1'	U_e'	U_1	U_2	K_D	E , Дж
0	0,1542	0,0876	0,1723	0,0976	1,7650	9,2
90	0,0843	0,1463	0,0935	0,1640	1,7533	9,1
180	0,1493	0,0849	0,1668	0,0946	1,7636	8,8
270	0,0858	0,1515	0,0952	0,1694	1,7790	9,0
360	0,1528	0,0866	0,1707	0,0965	1,7691	8,9
450	0,0858	0,1486	0,0952	0,1667	1,7507	8,9

По вимірюваному коефіцієнту дихроїзму болометричних елементів $\overline{K_D}$ обчислювалася сума поляризаційних коефіцієнтів $k_1 + k_2$ в залежності від кута лінійної поляризації випромінювання φ і кутів елементів другої решітки відносно першої $\psi_2 = 88^{\circ}, 86^{\circ}$ і 84° . Результати обчислень наведені на рис 4.8. Видно, що криві можуть значно відрізнятися від середнього значення суми $\overline{k_1 + k_2}$. Знайдені у першому наближенні значення k_1 і k_2 звужують область значень їхньої суми, в результаті чого відбувається уточнення значення кута поляризації φ .

Для експериментальної перевірки даного методу вимірювань кути напрямків болометричних елементів решіток були виставлені як $\psi_1 = 0^{\circ}$ і $\psi_2 = 85,57^{\circ}$. Результати вимірювань і їх обробки наведені у табл.4.3. Кут напрямку лінійної поляризації випромінювання в горизонтальній площині визначити не вдалося, тому нуль лімбу поворотного пристрою, що збігається з кутовим напрямком болометричних елементів першої решітки, встановили близьким до напрямку поляризації випромінювання.

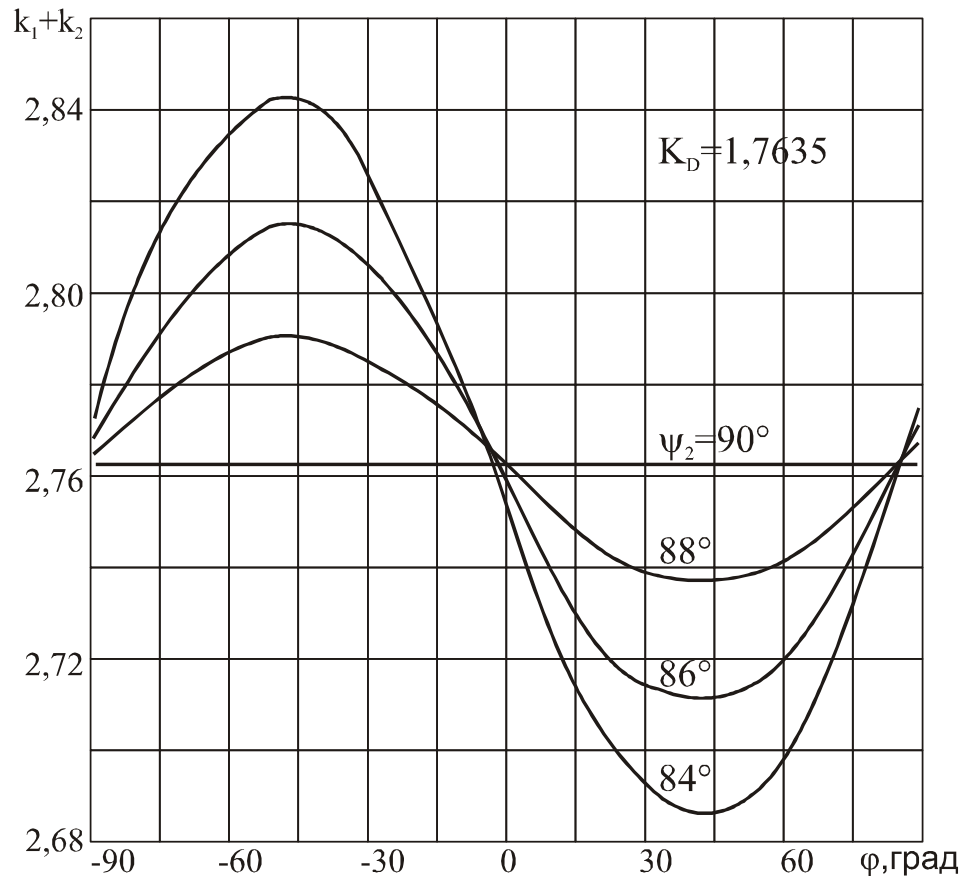


Рис. 4.8. Залежність $k_1 + k_2$ від кута поляризації φ

В першому стовпці табл. 4.2 наведені кути повороту решіток проти годинникової стрілки, якщо дивитися з боку після проходження випромінювання крізь болометричні решітки. В другому стовпці наведені значення енергії випромінювання лазера, що пройшло крізь решітки. У третьому і четвертому стовпцях – скореговані у відповідності з виразом (4.41) сигнали болометричних решіток. Кути можливих напрямків лінійної поляризації випромінювання відносно кожної решітки в першому наближенні визначалися згідно з виразом (4.36).

Близькі кути обох решіток усереднювали зі значенням $\bar{\varphi}'$, і визначалися у першому наближенні поляризаційні коефіцієнти решіток підстановкою у (4.10) за виразом:

$$k_i = \cos^2(\bar{\varphi}' - \psi_i) + K_D \sin^2(\bar{\varphi}' - \psi_i).$$

Після цього визначались уточнені значення кутів поляризації випромінювання за формулою (4.36).

Таблиця 4.3

Вимірювання кутів напрямку болометричних елементів

φ , град	E , Дж	U_1	U_2	$\bar{\varphi}$, град	$\Delta\varphi$, град
+30	10,3	0,1806	0,1263	-26,84	+3,16
-30	9,2	0,1468	0,1221	+33,25	+3,25
+45	9,1	0,1424	0,1288	-41,86	+3,15
-45	8,9	0,1228	0,1336	+47,10	+2,10
+60	9,3	0,1272	0,1538	-57,46	+2,54
-60	8,8	0,1080	0,1555	+63,44	+3,44
+90	9,4	0,1013	0,1742	-84,86	+5,14
-90	9,1	0,0974	0,1717	-87,71	-2,19

Середнє значення близьких кутів обох решіток $\bar{\varphi}$ є вимірюваним значенням кута лінійної поляризації лазерного випромінювання в обраній системі відліку.

Сума кутів φ і $\bar{\varphi}$ дає єдиний кут напрямку лінійної поляризації лазерного випромінювання в обраній системі кутів повороту, наведений у шостому стовпці табл. 4.3. Середнє значення $\Delta\varphi$ для кутів повороту решіток $\pm 30^\circ$, $\pm 45^\circ$, $\pm 60^\circ$ і $\pm 90^\circ$ складає $+3,68^\circ$.

4.5. Пристрої і методи вимірювання параметрів еліптичної поляризації лазерного випромінювання трьома болометричними решітками

Розглянемо метод вимірювання параметрів еліптичної поляризації інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання на прикладі лазерного випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм з використанням трьох

ідентичних профільних нелінійних болометричних решіток з виключенням систематичних похибок за рахунок нелінійності їх характеристик перетворення.

У цьому методі використовується трирешітковий профільний болометр, який був розглянутий у підрозділі 4.2, де використані аналогічні величини: коефіцієнт нерівномірності розподілу δ , нормовані і лінеаризовані сигнали решіток, поляризаційні коефіцієнти взаємодії випромінювання з болометричними елементами k_i , середня погонна падаюча на болометр потужність \bar{P} для безперервного випромінювання або середня питома енергія \bar{E}/m , яка попадає на болометр. Аналогічно визначаються нормовані коефіцієнти перетворення решіток $F_i(\delta k_i \bar{P})$.

У випадку еліптичної поляризації випромінювання поляризаційні коефіцієнти взаємодії решіток з випромінюванням можуть бути представлені у відповідно до рівняння еліпсу [242] у такому вигляді:

$$k_i = K_D - (K_D - 1) [\zeta_{x_i}^2 \cos^2 \psi_i + \zeta_{y_i}^2 \sin^2 \psi_i + \zeta_{x_i} \zeta_{y_i} \sin 2\psi_i \cos \alpha_i], \quad (4.42)$$

де: ζ_{x_i} і ζ_{y_i} – відносні взаємоперпендикулярні амплітуди електричного поля відносно i -ої решітки, пов'язані співвідношенням $\zeta_{x_i}^2 + \zeta_{y_i}^2 = 1$; α_i – зсув фаз між електричними складовими ζ_{x_i} і ζ_{y_i} .

Сума поляризаційних коефіцієнтів взаємодії як для лінійної, так і для еліптичної поляризації випромінювання має однакове значення (4.11).

Поділивши сигнали решіток U_i на нормовані коефіцієнти перетворення решіток $F_i(\delta k_i \bar{P})$, отримуємо лінеаризовані сигнали решіток U_i' (4.13).

Поділивши їх на $\eta_0 \bar{P}$, отримуємо нормовані сигнали решіток U_{i0} (4.15). Цей вираз показує, як поляризаційні коефіцієнти решіток k_i пов'язані з їхніми лінеаризованими сигналами U_i' .

Параметри еліптичної поляризації випромінювання будемо визначати за лінеаризованим сигналом U_i' і нормованим U_{i0} сигналом решіток. Проведемо

аналіз відносно першої решітки, для якої $\psi_1=0$. Аналогічним чином аналіз можна провести відносно інших решіток. Згідно з виразом (4.42) відносні поляризаційні складові інтенсивності випромінювання вздовж осей x_1 і y_1 з урахуванням їх взаємозв'язку можна записати у вигляді:

$$\zeta_{x1}^2 = \frac{K_D - U_{10}}{K_D - 1}; \quad \zeta_{y1}^2 = \frac{U_{10} - 1}{K_D - 1}. \quad (4.43)$$

Після перетворень виразу (4.42) отримуємо косинус кута зсуву фаз між електричними складовими поля випромінювання в координатах x_1 і y_1 :

$$\cos \alpha_1 = \frac{U_{30} - U_{20}}{\sqrt{3} [(K_D - U_{10})(U_{10} - 1)]^{\frac{1}{2}}}. \quad (4.44)$$

Кути напрямків осей еліпса поляризації випромінювання φ_{11} і φ_{12} визначаються виразом згідно з [241]; після перетворень отримуємо:

$$\operatorname{tg} 2\varphi_{11,12} = \frac{2\zeta_{x1}\zeta_{y1}}{\zeta_{x1}^2 - \zeta_{y1}^2} \cos \alpha_1 = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{U_{30} - U_{20}}{K_D + 1}. \quad (4.45)$$

В інтервалі кутів $[-\pi/2; +\pi/2]$ отримуємо два кути φ_{11} і φ_{12} . Модуль різниці кутів φ_{11} і φ_{12} дорівнює $\pi/2$. Відносні півосі даного еліпса ζ_{ξ_1} і ζ_{η_1} будуть визначатися співвідношеннями [241]:

$$\begin{aligned} \zeta_{\xi_1}^2 &= \zeta_{x1}^2 \cos^2 \varphi_1 + \zeta_{y1}^2 \sin^2 \varphi_1 + \zeta_{x1}\zeta_{y1} \sin 2\varphi_1 \cos \alpha_1; \\ \zeta_{\eta_1}^2 &= \zeta_{x1}^2 \sin^2 \varphi_1 + \zeta_{y1}^2 \cos^2 \varphi_1 - \zeta_{x1}\zeta_{y1} \sin 2\varphi_1 \cos \alpha_1. \end{aligned} \quad (4.46)$$

Напрямок повороту електричного вектора випромінювання виміряти неможливо, тому що кут α_1 входить у парну функцію.

Проведемо оцінку випадкових похибок вимірювання параметрів еліптичної поляризації лазерного випромінювання: відносних півосей еліпса поляризації, їхніх кутових напрямків у перерізі оптичного пучка і косинуса кута зсуву фаз між електричними складовими поля випромінювання. При оцінці випадкових похибок перелічених параметрів вважали, що коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання по площі вхідної

апертури решітки буде $\delta=4$, а середня погонна потужність, що падає, складатиме $\bar{P}=0,5 \text{ Вт/см}$. Кількість болометричних елементів у кожній решітці складає $n=16$.

Розрахунки виразу (4.19) дали відносні СКВ $\sigma_{F_{i0}}$ нормованих коефіцієнтів перетворення решіток $F_i(k_i \delta \bar{P})$ $\sigma_{F_i}=1,1 \cdot 10^{-3}$ при відносних СКВ середніх вимірних сигналів болометричних елементів решіток 10^{-3} , а відносні СКВ лінеаризованих сигналів решіток виявились $\sigma_{U_{i0}}=1,1 \cdot 10^{-3}$.

Розглянемо випадок, коли квадрати відносних півосей еліпса поляризації випромінювання складають $\zeta_{\xi}^2=0,64$; $\zeta_{\eta}^2=0,36$, а кут півосі еліпса ζ_{ξ} з кутовим напрямком елементів першої решітки складає 30° . У цьому випадку $\zeta_{x_1}^2=0,570$, $\zeta_{y_1}^2=0,430$, $\cos \alpha_1=0,2449$; $U_{10}=U_{20}=k_1=k_2=1,162$ і $k_3=1,2413$.

Відносна поляризаційна складова випромінювання ζ_{x_1} буде мати відносне СКВ $\sigma_{\zeta_{x_1}}$, яке задовольняє співвідношенню:

$$\sigma_{\zeta_{x_1}}^2 = \left(\frac{K_D}{\zeta_{x_1}} \frac{\partial \zeta_{x_1}}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_D}^2 + \left(\frac{U_{10}}{\zeta_{x_1}} \frac{\partial \zeta_{x_1}}{\partial U_{10}} \right)^2 \sigma_{U_{10}}^2, \quad (4.47)$$

де $\sigma_{U_{10}}$ – відносне СКВ сигналу U_{10} . Після виконання розрахунків отримуємо $\sigma_{\zeta_{x_1}}=0,84 \cdot 10^{-3}$.

Відносна поляризаційна складова випромінювання ζ_{y_1} буде мати відносне СКВ, яке задовольняє співвідношенню

$$\sigma_{\zeta_{y_1}}^2 = \left(\frac{K_D}{\zeta_{y_1}} \frac{\partial \zeta_{y_1}}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_D}^2 + \left(\frac{U_{10}}{\zeta_{y_1}} \frac{\partial \zeta_{y_1}}{\partial U_{10}} \right)^2 \sigma_{U_{10}}^2. \quad (4.48)$$

Після виконання розрахунків отримуємо $\sigma_{\zeta_{y_1}}=1,1 \cdot 10^{-3}$.

Косинус кута зсуву фаз між електричними складовими поля випромінювання $\cos \alpha_1$ буде мати відносне СКВ $\sigma_{\cos \alpha}$, яке визначається за співвідношенням

$$\sigma_{\cos\alpha_1}^2 = \left(\frac{K_D}{\cos\alpha_1} \frac{\partial \cos\alpha_1}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_D}^2 + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{U_{10}}{\cos\alpha_1} \frac{\partial \cos\alpha_1}{\partial U_{10}} \right)^2 \sigma_{U_{10}}^2 \quad (4.49)$$

і після розрахунків отримуємо $\sigma_{\cos\alpha_1} = 5,6 \cdot 10^{-3}$.

Кути напрямків півосей еліпса поляризації випромінювання (4.46) будуть мати абсолютні СКВ

$$\sigma_{\varphi_{1,12}}^2 = \left(K_D \frac{\partial \varphi}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_D}^2 + \left(U_{20} \frac{\partial \varphi}{\partial U_{20}} \right)^2 \sigma_{U_{20}}^2 + \left(U_{30} \frac{\partial \varphi}{\partial U_{30}} \right)^2 \sigma_{U_{30}}^2, \quad (4.50)$$

після розрахунків яких отримуємо $\sigma_{\varphi_{1,12}} = 0,4 \cdot 10^{-3}$ рад = $2,3 \cdot 10^{-2}$ град.

Для відносних півосей еліпса поляризації випромінювання ζ_{ξ_1} і ζ_{η_1} обчислимо відносне СКВ їх квадратів за таким виразом:

$$\begin{aligned} \sigma_{\zeta_{\xi}^2}^2 &= \left(\frac{\zeta_{x1}}{\zeta_{\xi}^2} \frac{\partial \zeta_{\xi}^2}{\partial \zeta_{x1}} \right)^2 \sigma_{x10}^2 + \left(\frac{\zeta_{y1}}{\zeta_{\xi}^2} \frac{\partial \zeta_{\xi}^2}{\partial \zeta_{y1}} \right)^2 \sigma_{y10}^2 + \\ &+ \left(\frac{\cos\alpha_1}{\zeta_{\xi}^2} \frac{\partial \zeta_{\xi}^2}{\partial \cos\alpha_1} \right)^2 \sigma_{\cos\alpha_1}^2 + \left(\frac{1}{\zeta_{\xi}^2} \frac{\partial \zeta_{\xi}^2}{\partial \varphi} \right)^2 \sigma_{\varphi}^2 = 7 \cdot 10^{-6}. \end{aligned} \quad (4.51)$$

У цьому виразі σ_{φ} є абсолютним СКВ кутів напрямку відносних півосей еліпса поляризації випромінювання, отриманих з виразу (4.45). Відносне СКВ $\sigma_{\zeta_{\xi_0}}$ відносної півосі еліпса поляризації випромінювання буде складати:

$$\sigma_{\zeta_{\xi}} = \frac{1}{2} \sigma_{\zeta_{\xi}^2} = 1,3 \cdot 10^{-3}. \quad (4.52)$$

Близьким до цього значення буде відносне СКВ іншої півосі еліпса поляризації випромінювання $\sigma_{\zeta_{\eta_0}}$.

4.6. Універсальний метод вимірювання параметрів еліптичної поляризації лазерного випромінювання тонкодотряними болометрами

У попередньому підрозділі було припущено, що головна вісь еліпса, яка задана у параметричному вигляді і зі зсувом фаз між електричними складовими

електромагнітного поля $\pi/2$, збігається з одним із кутових напрямків болометричних елементів решіток.

Розглянемо метод вимірювання кута напрямку великої півосі еліпса і квадратів його відносних півосей з використанням трирешіткового болометра при довільному куті повороту еліпса відносно свого центра і при довільному зсуві фаз між електричними складовими поля випромінювання. Для методу вимірювань, що розглядається, використовуються три ідентичні тонкодротяні болометричні решітки зі сталим періодом розміщення їхніх елементів, який забезпечує просторове інтегрування інтенсивності випромінювання в перерізі оптичного пучка з похибкою менше 1%. Решітки розташовані у близьких перерізах пучка, і кути напрямків їх елементів складають $\psi_1=0$, $\psi_2=+\pi/3$ і $\psi_3=-\pi/3$. Елементи решіток з'єднані послідовно. Болометричні елементи решіток мають відомий або попередньо виміряний коефіцієнт дихроїзму K_D .

Сигнали решіток U_i , які є відношенням приростів їхніх опорів ΔR_i до початкових опорів R_{i0} , при дії імпульсу випромінювання і роботі болометрів у лінійному режимі можна записати як:

$$U_i = \frac{\Delta R_i}{R_{i0}} = \eta_0 \frac{\bar{E}}{m} k_i, \quad i=1, 2, 3, \quad (4.53)$$

де $\eta_0 = \alpha_0 q_0^E / mc_0$ - коефіцієнт перетворення болометра, коли тривалість імпульсу випромінювання набагато менша за його теплову постійну часу.

Нормований сигнал i -ої решітки U_{i0} отримуємо аналогічно за формулою (4.15):

$$U_{i0} = \frac{U_i}{\eta_0 \bar{E}/m} = 1,5(K_D + 1) \frac{U_i}{\sum_{i=1}^3 U_i} = k_i, \quad i=1, 2, 3, \quad (4.54)$$

який дорівнює її поляризаційному коефіцієнту взаємодії k_i .

Значення проекцій відносних інтенсивностей випромінювання ξ_{xi}^2 і ξ_{yi}^2 на вісь елементів i -ої решітки і перпендикулярної до неї, обираючи початок відліку кута ψ від цієї решітки будуть відповідати (4.43).

Визначимо тепер максимальні проекції відносної інтенсивності еліптично поляризованого випромінювання ξ_{xi}^2 і ξ_{yi}^2 на осі ψ_i болометричних елементів решіток. Задавши криву еліпса у параметричному вигляді, отримуємо його рівняння [241] у системі прямокутних координат (ξ, η) :

$$\frac{\xi^2}{\zeta_{\xi_0}^2} + \frac{\eta^2}{\zeta_{\eta_0}^2} - 2 \frac{\xi\eta}{\zeta_{\xi_0}\zeta_{\eta_0}} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (4.55)$$

де δ – зсув фаз між електричними складовими поля випромінювання; ζ_{ξ_0} і ζ_{η_0} – півосі еліпса, коли $\delta = \frac{\pi}{2}$. При $\delta = \frac{\pi}{2}$ рівняння еліпса буде у канонічному вигляді.

У прямокутних координатах (x_1, y_1) півось еліпса ζ_{ξ_0} повернута на кут φ' відносно осі x_1 (рис 4.9). При повороті прямокутної системи координат на кут φ' перетворення координат буде наступним:

$$\begin{aligned} \xi &= x_1 \cos \varphi' + y_1 \sin \varphi'; \\ \eta &= -x_1 \sin \varphi' + y_1 \cos \varphi', \end{aligned} \quad (4.56)$$

і рівняння еліпса в координатах (x_1, y_1) набере вигляду [242]:

$$F(x_1, y_1) = \alpha x_1^2 + b x_1 y_1 + c y_1^2 - l = 0, \quad (4.57)$$

де:

$$\begin{aligned} \alpha &= \zeta_{\eta_0}^2 \cos^2 \varphi' + \zeta_{\xi_0}^2 \sin^2 \varphi'; \\ b &= (\zeta_{\eta_0}^2 - \zeta_{\xi_0}^2) \sin 2\varphi'; \\ c &= \zeta_{\eta_0}^2 \sin^2 \varphi' + \zeta_{\xi_0}^2 \cos^2 \varphi'; \\ l &= \zeta_{\xi_0}^2 \zeta_{\eta_0}^2. \end{aligned} \quad (4.58)$$

Максимум значення y_1 , що дорівнює ζ_{y1} , знаходимо за умови рівності нулю похідної

$$\frac{dy_1}{dx_1} = -\frac{dF/dx_1}{dF/dy_1} = -\frac{2ax_{1m} + b\zeta_{y1}}{2cy_1 + bx_1} = 0, \quad (4.59)$$

тобто

$$2ax_{1m} + b\zeta_{y1} = 0, \quad (4.60)$$

де x_{1m} – значення координати для максимального значення y_1 . З виразу (4.60) знаходимо $x_1 = -b\zeta_{y1}/2a$, підставляємо його у рівняння (4.57) і знаходимо ζ_{y1}^2 у вигляді

$$\zeta_{y1}^2 = \frac{4al}{4ac - b^2}. \quad (4.61)$$

Аналогічним чином знаходимо максимальне значення $x_{1m} = \zeta_{x1}$ у вигляді

$$\zeta_{x1}^2 = \frac{4cl}{4ac - l^2}. \quad (4.62)$$

Після підстановки значень a, b, c і l зі співвідношень (4.58) отримуємо

$$\zeta_{x1}^2 = c \text{ і } \zeta_{y1}^2 = a. \quad (4.63)$$

Це є розв'язанням прямої задачі еліпса, тобто знаходження ζ_{x1}^2 і ζ_{y1}^2 за параметрами.

В решіткових болометрах реєструються відносні значення проєкцій інтенсивності оптичного випромінювання ζ_{x1}^2 і ζ_{y1}^2 на осі X_i і Y_i . З виразів (4.58) для відповідних решіток отримуємо співвідношення:

$$\zeta_{xi}^2 - \zeta_{yi}^2 = (\zeta_{\xi_0}^2 - \zeta_{\eta_0}^2) \cos 2(\varphi' - \psi_i). \quad (4.64)$$

Тому що кут φ' і значення $\zeta_{\xi_0}^2$ і $\zeta_{\eta_0}^2$ залишаються сталими, взявши відношення виразів (4.64) для j -ої і i -ої решіток, отримуємо

$$\frac{\cos 2(\varphi' - \psi_j)}{\cos 2(\varphi' - \psi_i)} = \frac{\zeta_{xj}^2 - \zeta_{yj}^2}{\zeta_{xi}^2 - \zeta_{yi}^2} = A_{ij}. \quad (4.65)$$

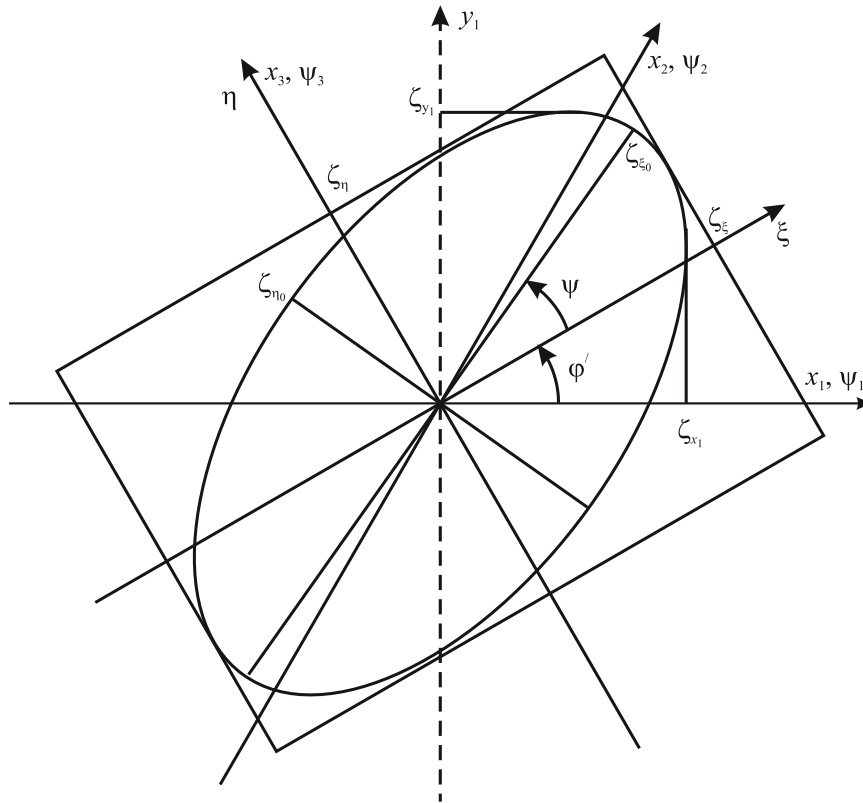


Рис. 4.9. Перетворення координат для еліптичної поляризації лазерного випромінювання

Записуючи у виразі (4.65) косинуси різниці двох кутів $2\varphi'$ і $2\psi_j$ або $2\psi_i$ і використовуючи рівняння еліпсів з аналітичній геометрії у канонічному та параметричному вигляді [], можна показати, що кут напрямку більшої півосі еліпса φ , викликаний поворотом самого канонічного еліпса в параметричному вигляді і додаткового кута повороту за рахунок зсуву фаз між електричними складовими поля випромінювання, відповідає виразу:

$$\operatorname{tg} 2\varphi' = \frac{A_{ij} \cos 2\psi_i - \cos 2\psi_j}{\sin 2\psi_j - A_{ij} \sin 2\psi_i}. \tag{4.66}$$

З цього співвідношення, знаючи значення сигналів решіток і значення їхніх кутів ψ , знаходимо кут напрямку більшої півосі еліпса випромінювання φ' .

Отримавши кут φ' , маючи результати вимірювань ζ_{xi}^2 і ζ_{yi}^2 і використовуючи співвідношення (4.63) і (4.58), отримуємо систему двох лінійних рівнянь з невідомими $\zeta_{\xi_0}^2$ і $\zeta_{\eta_0}^2$:

$$\begin{cases} \zeta_{xi}^2 = \zeta_{\eta}^2 \sin^2(\varphi' - \psi_i) + \zeta_{\xi}^2 \cos^2(\varphi' - \psi_i) \\ \zeta_{yi}^2 = \zeta_{\eta}^2 \cos^2(\varphi' - \psi_i) + \zeta_{\xi}^2 \sin^2(\varphi' - \psi_i) \end{cases} \quad (4.67)$$

А це є система двох лінійних рівнянь з невідомими ζ_{ξ}^2 і ζ_{η}^2 . Розв'язуючи її, наприклад, методом визначників

$$\Delta = \begin{vmatrix} \sin^2(\varphi' - \psi_i) \cos^2(\varphi' - \psi_i) \\ \cos^2(\varphi' - \psi_i) \sin^2(\varphi' - \psi_i) \end{vmatrix}; \quad \Delta_{\zeta_{\eta}^2} = \begin{vmatrix} \zeta_{xi}^2 \cos^2(\varphi' - \psi_i) \\ \zeta_{yi}^2 \sin^2(\varphi' - \psi_i) \end{vmatrix}; \quad (4.68)$$

$$\Delta_{\zeta_{\xi}^2} = \begin{vmatrix} \sin^2(\varphi' - \psi_i) \zeta_{xi}^2 \\ \cos^2(\varphi' - \psi_i) \zeta_{yi}^2 \end{vmatrix},$$

отримуємо

$$\zeta_{\eta}^2 = \frac{\Delta_{\zeta_{\eta}^2}}{\Delta} \quad \text{і} \quad \zeta_{\xi}^2 = \frac{\Delta_{\zeta_{\xi}^2}}{\Delta}. \quad (4.69)$$

Це є розв'язання зворотної задачі, тобто знаходження параметрів еліпса за сигналами трирешіткового болометра.

Розглянемо вплив зміни зсуву фаз δ на форму еліпса і кутовий напрямок його великої півосі. Як видно з роботи [243], зі зменшенням або збільшенням кута δ від $\pi/2$ велика півось еліпса буде збільшуватися від ζ_{ξ_0} до 1, а її квадрат визначається виразом:

$$\zeta_{\xi}^2 = 0,5 + \sqrt{0,25 - \zeta_{\xi_0}^2 \zeta_{\eta_0}^2 \sin^2 \delta}. \quad (4.70)$$

Кут повороту ψ великої півосі отриманого еліпса у координатах (ξ, η) відносно свого центру буде становити:

$$\operatorname{tg} 2\psi = \frac{2\zeta_{\xi_0} \zeta_{\eta_0}}{\zeta_{\xi_0}^2 - \zeta_{\eta_0}^2} \cos \delta. \quad (4.71)$$

Максимальні кути повороту еліпса ψ_{\max} будуть при $\cos \delta = \pm 1$, тобто $\delta = 0$ або π , і еліпс вироджується у відрізок прямої лінії. При значенні ζ_{ξ}^2 у відповідності з формулою (4.70) рівняння еліпса випромінювання буде у

канонічній формі з кутом повороту ψ в системі координат (ξ, η) . Тому повний поворот еліпса випромінювання у системі координат (x_1, y_1) буде

$$\varphi = \varphi' + \psi. \quad (4.72)$$

Знаючи кут φ напрямку більшої півосі еліпса ζ_ξ за формулою (4.72) і її квадрат ζ_ξ^2 , за формулою (4.70) визначаємо у відповідності з (4.63) і (4.58) проєкції інтенсивності випромінювання на решітки:

$$\begin{aligned} \zeta_{xi}^2 &= \zeta_\eta^2 \sin^2(\varphi - \psi_i) + \zeta_\xi^2 \cos^2(\varphi - \psi_i); \\ \zeta_{yi}^2 &= \zeta_\eta^2 \cos^2(\varphi - \psi_i) + \zeta_\xi^2 \sin^2(\varphi - \psi_i), i = 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (4.73)$$

Це є розв'язання прямої задачі, тобто знаходження сигналів решіток болометра за відомими параметрами еліпса поляризації випромінювання, коли зсув фаз δ між електричними складовими поля випромінювання не дорівнює $\frac{\pi}{2}$.

Зворотна задача, тобто знаходження параметрів еліпса поляризації випромінювання за відносними проєкціями інтенсивності випромінювання на решітки, розв'язується запропонованим способом, з використанням співвідношення (4.66)-(4.69) для кута φ і значень ζ_ξ^2 і ζ_η^2 .

Проведемо чисельний експеримент. Нехай еліпс випромінювання має $\zeta_{\xi_0}^2 = 0,7$; $\zeta_{\xi_0}^2 = 0,3$; кут повороту $\varphi' = 30^\circ$ і зсув фаз електричних складових поля $\delta = \pi/4$. В цих умовах у відповідності з виразом (4.70) квадрат відносної великої півосі еліпса буде дорівнювати $\zeta_\xi^2 = 0,8808$, а меншої – $\zeta_\xi^2 = 1 - \zeta_\xi^2 = 0,1192$. Кут повороту ψ даного еліпса в координатах (ξ, η) у відповідності з виразом (4.71) буде дорівнювати $\psi = 29,16^\circ$, а повний поворот еліпса відносно осі x_1 буде дорівнювати $\varphi = \varphi' + \psi = 59,16^\circ$. За кутом φ і значеннями ζ_ξ^2 і ζ_η^2 визначаємо за співвідношенням (4.73) сигнали решіток: $\zeta_{x1}^2 = 0,3194$ і $\zeta_{y1}^2 = 0,6808$; $\zeta_{x2}^2 = 0,88074$ і $\zeta_{y2}^2 = 0,11926$; $\zeta_{x3}^2 = 0,3000$ і $\zeta_{y3}^2 = 0,7000$.

Тепер за отриманими сигналами решіток визначимо параметри еліпса поляризації випромінювання. По виразу (4.65) обчислюємо, наприклад, величину $A_{13} = 1,1074$ $\operatorname{tg} 2\varphi = -1,8561$. По значенню тангенса отримуємо $2\varphi = -61,68^\circ$, що збігається з кутовим напрямком $118,32^\circ$. А кут $\varphi = 59,16^\circ$ збігається з розв'язком прямої задачі. Саме таке значення кута φ отримаємо, якщо будемо використовувати значення A_{12} або A_{23} . Тепер для сигналів першої решітки розв'язуємо систему лінійних рівнянь (4.73) для визначення ζ_ξ^2 і ζ_η^2 . Визначник системи – $\Delta = 0,4744$, а визначники невідомих – $\Delta_{\zeta_\xi^2} = 0,0566$ і $\Delta_{\zeta_\eta^2} = 0,4178$. Квадрати відносних півосей еліпса поляризації випромінювання будуть $\zeta_\xi^2 = 0,8807$ і $\zeta_\eta^2 = 0,1193$, що збігається з розв'язком прямої задачі. Розбіжність на $1 \cdot 10^{-4}$ виникає за рахунок округлення результатів розрахунків.

При вимірюваннях будуть виникати похибки сигналів решіток. Можна дещо підвищити точність результатів вимірювань параметрів еліпса поляризації випромінювання, усереднюючи значення отриманих кутів φ для A_{12} , A_{13} і A_{23} , а також результатів розв'язання систем лінійних рівнянь для сигналів решіток.

4.7. Експериментальна перевірка методів вимірювання поляризації лазерного випромінювання трирешітковим болометром

Проведемо експериментальну перевірку обґрунтованих методів вимірювання стану поляризації імпульсного лазерного випромінювання з довжиною хвилі $1,06$ мкм платиновими тонкодротяними болометричними решітками.

У методі вимірювань, що розглядається, використовуються три ідентичні тонкодротяні болометричні решітки з рівномірним періодом розміщення їхніх елементів, що забезпечує просторове інтегрування розподілу інтенсивності випромінювання у поперечному перерізі пучка з похибкою менше 1% . Для кутів напрямків болометричних елементів решіток $\psi_1 = 0$; $\psi_2 = +\pi/3$ і $\psi_3 = -\pi/3$

їхні поляризаційні коефіцієнти взаємодії будуть визначатися за формулами (4.10) і (4.42) для лінійної та еліптичної поляризації випромінювання, відповідно.

Сигнали решіток U_i , що представляють собою відносні прирости їхніх опорів ΔR_i до початкових опорів R_{i0} , при дії імпульсу випромінювання і роботі болометрів у лінійному режимі, описуються формулою (4.53)

Згідно з формулою (4.54) нормований сигнал i -ої решітки U_{i0} дорівнює її поляризаційному коефіцієнту взаємодії k_i .

Поляризаційний коефіцієнт взаємодії k_i в залежності від стану поляризації випромінювання у відповідності з виразом (4.10) може змінюватися від 1.0 до K_D . Тому, якщо один з нормованих сигналів решіток дорівнює 1.0 або K_D , то випромінювання лінійно поляризоване, а його напрямок паралельний або перпендикулярний до напрямку болометричних елементів цієї решітки. Коли ці умови не виконуються, тоді перевіряємо по нормованих сигналах решіток U_{i0} , чи не є випромінювання еліптично поляризованим. Для цього визначаємо з (4.42) значення проєкцій відносних інтенсивностей випромінювання $\zeta_{x_i}^2$ і $\zeta_{y_i}^2$ на ось елементів i -ої решітки і перпендикулярної до неї, обираючи початок відліку кута ψ від цієї решітки за формулою (4.43) и отримуємо:

$$\begin{aligned}\zeta_{x_i}^2 &= \frac{K_D - U_{i0}}{K_D - 1}; \\ \zeta_{y_i}^2 &= \frac{U_{i0} - 1}{K_D - 1}; i = 1, 2, 3.\end{aligned}\quad (4.74)$$

і значення косинуса кута між складовими електричного поля $\zeta_{x_i}^2$ і $\zeta_{y_i}^2$ для нормованих сигналів решіток

$$\cos \alpha_i = \pm \frac{\sqrt{3}(K_D + 1 - 2U_{i0})}{2[(K_D - U_{i0})(U_{i0} - 1)]^{1/2}}, i = 1, 2, 3.\quad (4.75)$$

Якщо середнє значення $\overline{\cos \alpha}$ відносно трьох решіток дорівнює одиниці, то кут α дорівнює нулю і випромінювання лінійно поляризоване, а кут його

напрямку поляризації визначається за однією з методик, описаних у підрозділі 4.2, наприклад, за виразом (4.16).

Отримуємо по два кути $\pm\varphi_{i1,i2}$ відносно кутових напрямків болометричних елементів кожної з решіток. Неоднозначність вимірювання кута φ усувається збігом кутів відносно різних решіток у перерізі оптичного пучка, а їхнє середнє значення підвищує точність вимірювання.

Якщо $\overline{\cos\alpha} \neq 1$, то випромінювання еліптично поляризоване і його параметри визначаються за формулами (4.65) і (4.66).

Зв'язок проєкцій відносних інтенсивностей випромінювання $\zeta_{x_i}^2$ і $\zeta_{y_i}^2$ з відносними квадратами великої півосі еліпса ζ_{ξ}^2 і малої півосі ζ_{η}^2 описується системою лінійних рівнянь (4.67), розв'язуючи які, отримуємо значення відносних квадратів півосей еліпса випромінювання ζ_{ξ}^2 і ζ_{η}^2 (4.69).

Для експериментальних досліджень був виготовлений приймальний пристрій, який складається з трьох тонкодротяних платинових болометричних решіток, розташованих паралельно одна одній у близьких перерізах оптичного пучка. Кути між напрямками елементів решіток складають $\pi/3$ (рис 4.10). Кожен платиновий болометричний елемент решіток R_{ij} мав діаметр $d \approx 10 \mu\text{м}$, довжину $l_0 \approx 80 \mu\text{м}$, початковий опір $R_{ij0} \approx 10^2 \text{ Ом}$. В кожній решітці було по $n=16$ елементів і їх період складав 4 мм. Діаметр вхідної апертури болометричного пристрою складав 65 мм. Одні кінці болометричних елементів були заземлені, а через інші вони заживлювалися від джерела постійної напруги e через індивідуальні опори навантажень R , які набагато більше за R_{ij0} . Сигнали болометричних елементів реєструвалися багатоканальними, швидкодіючими і високочутливими АЦП і запам'ятовувалися в комп'ютері. Вхідні опори каналів АЦП складали більше 1 МОм, тому сигнали, що реєструються, були пропорційними напрузі на болометричних елементах.

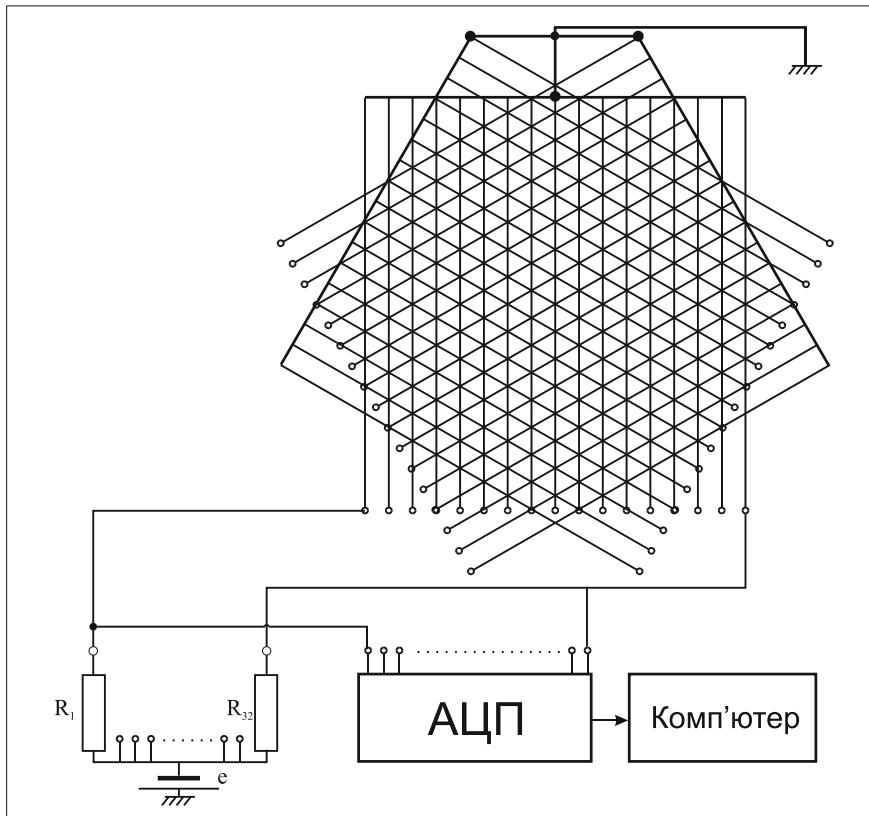


Рис. 4.10. Приймний пристрій трирешіткового болометра

Схема експериментальної установки наведена на рис 4.11, де 1 – неодимовий лазер ГОС-1001, що працює у режимі вільної генерації з тривалістю імпульсу випромінювання 0,8 мс; 2 – скляна плоскопаралельна пластинка, розташована вертикально і під кутом Брюстера до випромінювання, що падає на неї; 3 – прийомний пристрій болометра; 4 – два АЦП типу ЛА-2USB-14; 5 – комп'ютер; 6 і 7 – калориметри. Відбите від пластини 2 випромінювання має вертикальну лінійну поляризацію, яка проходить через болометр 3 і поглинається калориметром 6. Болометр мав можливість повертатися на довільний кут відносно осі оптичного променя.

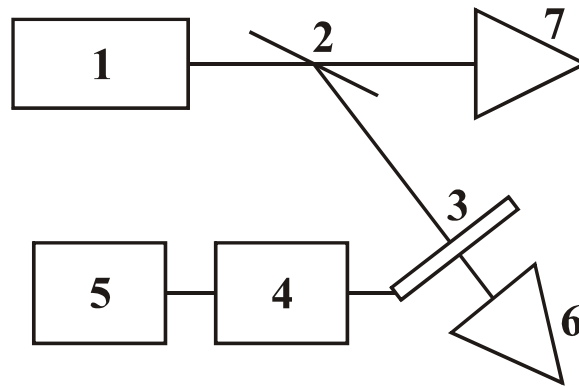


Рис. 4.11. Схема експериментальної установки

Сигналом болометричного елемента решіток U_{ij} вважаємо його відносне збільшення опору під дією випромінювання лазера, тобто

$$U_{ij} = \frac{\Delta R_{ij}}{R_{ij0}} = \frac{e_{ij} - e_{ij0}}{e_{ij0}}, \quad i = 1, 2, 3; \quad j = 1, 2, \dots, 16, \quad (4.76)$$

де: ΔR_{ij} – приріст опору ij -го елемента при дії випромінювання; e_{ij0} – напруга постійного зсуву на ij -ому елементі від джерела e ; e_{ij} – максимальна напруга на даному елементі під дією випромінювання. Сигналом решітки U_i вважаємо відносне підвищення її сумарного опору, яке дорівнює середньому підвищенню відносних приростів опорів її елементів:

$$U_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^{16} U_{ij}, \quad i = 1, 2, 3.$$

Проаналізуємо випадкові похибки сигналів решіток. Можна вважати, що абсолютне СКВ вимірювання напруги e_{ij} і e_{ij0} при однократному вимірюванні з використанням АЦП залишається постійним. Абсолютне СКВ сигналу болометричного елемента U_{ij} у відповідності до (4.76) буде визначатися виразом

$$\sigma_{U_{ij}}^2 = \frac{1}{e_{ij0}^2} \left(\sigma_{e_{ij}}^2 + \frac{e_{ij}^2}{e_{ij0}^2} \sigma_{e_{ij0}}^2 \right), \quad (4.77)$$

де $\sigma_{e_{ij}}$ і $\sigma_{e_{ij0}}$ – абсолютні СКВ сигналів e_{ij} і e_{ij0} . При частоті вимірювань АЦП 400 кГц тривалість максимуму сигналу e_{ij} буде тривати близько 800 мкс і тому $\sigma_{e_{ij}}$ варто визначати по 10 вимірюваннях флуктуації напруги e_{ij0} перед дією оптичного імпульсу, а $\sigma_{e_{ij0}}$ – по більш ніж 90 вимірюваннях напруги зсуву e_{ij0} . У вимірюваннях $e_{ij}^2/e_{ij0}^2 < 2$, а $\sigma_{e_{ij}}^2/\sigma_{e_{ij0}}^2 > 10$, тому другим доданком виразу (4.77) можна знехтувати. При умові, що $\sigma_{U_{ij}} = const$ і не залежить від i і j , відносне СКВ сигналу i -ої решітки буде дорівнювати

$$\sigma_{U_{i0}} = \frac{\sigma_{U_{ij}}}{U_{ij}} = \frac{\sigma_{e_{ij}}}{(\bar{e}_{ij} - e_{ij0})\sqrt{n}}. \quad (4.78)$$

Середнє значення постійної напруги зсуву на болометричних елементах решіток складало $e_{ij0} \approx 2000$ рівнів квантування АЦП при визначеному коефіцієнті підсилення, а середнє значення \bar{e}_{ij} склало 2300 рівнів квантування. Абсолютне СКВ $\sigma_{e_{ij}}$, яке визначене по 10 вимірюваннях до початку оптичного імпульсу, склало $\pm 1,1$ одиниць рівнів квантування.

Чутливість болометричних елементів решіток обернено пропорційна до їхніх діаметрів. Виміряні значення їхніх опорів мають середній квадратичний розкид 1,2 %, викликаний в основному розкидом їхніх довжин, тому що місце припайки кінців елементів має розкид ± 1 мм. Цей розкид не впливає на точність вимірювання сигналів U_{ij} . Будемо вважати, що у розкид опорів елементів половину вносить розкид їхніх діаметрів, тоді до величини $\sigma'_{U_{i0}}$ додається ще $\pm 0,3$ %, і відносне СКВ сигналу i -ої решітки складатиме $\sigma_{U_{i0}} = 4,5 \cdot 10^{-3}$.

У сигнали решіток U_i необхідно ввести поправочні множники на систематичні похибки. За рахунок скінченності дії оптичного імпульсу t_i і постійної часу болометра τ_i варто збільшити сигнали решіток множником

$\theta_i = 1 + \frac{1}{2} \frac{t_i}{\tau_i}$. Теплові постійні часу болометричних решіток, виміряні по сумарних

сигналах їхніх елементів у процесі охолодження, виявилися рівними $\tau_1 = 7,2$ мс, $\tau_2 = 7,3$ мс, $\tau_3 = 7,3$ мс. Похибки θ_i відрізняються на 0,1 % і скорочуються в нормованих сигналах решіток U_{i0} у формулі (4.54).

Слід враховувати екранування решіток одна одною. Вважаємо, що розсіяне від болометричних елементів випромінювання розподілене рівномірно по окружності. Тоді сигнал першої решітки необхідно зменшити у $\left(1 - \frac{d}{\chi}\right)$ разів, тому що на неї буде падати відбите випромінювання від другої і третьої решіток. На другій решітці сигнал не зміниться, через те що вона буде екрануватися першою решіткою і її сигнал необхідно збільшити у $\left(1 + \frac{1}{2} \frac{d}{\chi}\right)$ разів, а за рахунок відбиття від третьої решітки його слід зменшити у $\left(1 - \frac{1}{2} \frac{d}{\chi}\right)$ разів. Сигнал третьої решітки слід збільшити у $\left(1 + \frac{d}{\chi}\right)$ разів.

Були проведені вимірювання для кутів напрямку лінійної поляризації випромінювання відносно кута напрямку болометричних елементів першої решітки: 0° ; 30° ; 60° і 90° . Результати вимірювань нормованих сигналів решіток U_{i0} використовувались для визначення коефіцієнта дихроїзму тонкодротяних болометричних елементів K_D шляхом використання значення їхніх поляризаційних коефіцієнтів взаємодії k_i і відношення сигналів решіток з відомими поляризаційними коефіцієнтами. Для кожного з вказаних кутів напрямку поляризації випромінювання отримували по п'ять вимірювань коефіцієнта дихроїзму. Результат ряду вимірювань склав $\overline{K_D} = 1,8132$ з абсолютним СКВ $\sigma_{\overline{K_D}} = 6,3 \cdot 10^{-3}$.

Проаналізуємо одне з вимірювань для повороту решіток відносно напрямку поляризації випромінювання на -60° . Були зареєстровані сигнали решіток $U_1 = 0,2566$, $U_2 = 0,2578$, $U_3 = 0,1598$, а енергія імпульсу випромінювання склала $E = 28,4$ Дж. Сума сигналів решіток складає $\sum_{i=1}^3 U_i = 0,6742$. Нормовані сигнали решіток у відповідності до (4.54) виявилися $U_{10} = 1,6061$; $U_{20} = 1,6136$; $U_{30} = 1,00018$. Так як нормований сигнал третьої решітки з похибкою $0,02\%$ близький до одиниці, це свідчить про те, що поляризація випромінювання лінійна і направлена паралельно болометричним елементам третьої решітки. Лінійність поляризації випромінювання підтверджується і обчисленими значеннями у відповідності до виразів (4.74) косинусів кута α відносно першої і другої решіток $\cos \alpha_1 = 1,0244$ і $\cos \alpha_2 = 0,9754$, а середнє значення буде складати $\overline{\cos \alpha} = \pm 0,9999$.

Відповідно до виразу (4.16) визначені кути напрямку поляризації випромінювання відносно решіток: $\varphi_{11,12} = \pm 59,77^\circ$; $\varphi_{21,22} = +60 \pm 60,29^\circ$, що відповідає $\varphi_{21} = 120,29^\circ$ або $\varphi_{21} = -59,71^\circ$ і $\varphi_{22} = -0,29^\circ$; $\varphi_{31,32} = -60 \pm 0,78^\circ$. У перерізі оптичного пучка близькими кутами будуть $\varphi_{12} = -59,77^\circ$; $\varphi_{21} = -59,71^\circ$ і $\varphi_{32} = -60,78^\circ$. За результат вимірювання беремо середнє значення $\overline{\varphi} = -60,09^\circ$.

Випадкову похибку визначення кута напрямку поляризації випромінювання будемо оцінювати, виходячи з виразу (4.16). Абсолютне СКВ кута φ_i буде мати вигляд:

$$\sigma_{\varphi_i}^2 = \left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_D}^2 + \left(\frac{\partial \varphi_i}{\partial X_i} \right)^2 \sigma_{X_i}^2, \quad (4.79)$$

де $X_i = U_i / \sum_{i=1}^3 U_i$; σ_{K_D} і σ_{X_i} – абсолютні СКВ величин K_D і X_i . Беручи частинні похідні, отримуємо:

$$\sigma_{\varphi_i} = \frac{1}{[1-A]^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{2A^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{1}{K_D-1} \left[\frac{(1-3X_i)^2}{(K_D-1)^2} \sigma_{K_D}^2 + 2,25(K_D+1)^2 \sigma_{X_i}^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.80)$$

де А є вираз у фігурних дужках формули (4.16). Абсолютне СКВ величини X_i при рівності всіх σ_{U_i} матиме вигляд:

$$\sigma_{X_i} = \left[\sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial X_i}{\partial U_i} \right)^2 \sigma_{U_i}^2 \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{\left[(U_{i+1} + U_{i+2})^2 + 2U_i^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{\left(\sum_{i=1}^3 U_i \right)^2} \sigma_{U_i}. \quad (4.81)$$

Значення σ_{φ_i} будуть близькими. Оцінимо σ_{φ_1} . Значення $X_1 = 0,3806$ і у відповідності до (4.81) $\sigma_{U_1} = U_1 \sigma_{U_{10}} = 1,5 \cdot 10^{-3}$. Значення буде таким $A = 0,7453$. Обчислюючи за формулою (4.80), отримуємо абсолютне СКВ вимірювання кута напрямку лінійної поляризації випромінювання $\sigma_{\varphi_1} = 9 \cdot 10^{-3}$ рад = $0,52^\circ$.

Розглянемо отримані результати вимірювань сигналів решіток для визначення параметрів еліптичної поляризації випромінювання. У відповідності до виразу (4.74) проєкції відносних інтенсивностей випромінювання виглядатимуть таким чином: $\zeta_{x1}^2 = 0,2547$; $\zeta_{y1}^2 = 0,7453$; $\zeta_{x2}^2 = 0,2455$; $\zeta_{y2}^2 = 0,7542$; $\zeta_{x3}^2 = 0,9999$; $\zeta_{y3}^2 = 0,000184$. Через те що початок відліку кута φ можна обирати довільно, ці результати отримані, коли початок відліку взятий від кутового напрямку болометричних елементів кожної решітки.

Кут напрямку великої осі еліпса поляризації φ визначається виразом (4.66).

Розрахунки дають наступні результати: по сигналах першої і другої решіток $\varphi_{12} = -59,70^\circ$; по сигналах першої і третьої решіток $\varphi_{13} = -59,69^\circ$; по сигналам другої і третьої решіток $\varphi_{23} = -59,51^\circ$. Середнє значення кута буде $\bar{\varphi} = -59,63^\circ$.

Відносні квадрати півосей еліпса поляризації знаходяться шляхом розв'язання системи лінійних рівнянь (4.67) для будь-якої решітки. Розрахунки дають наступні результати: для першої решітки $\zeta_{\eta_1}^2 = -0,0018$ і $\zeta_{\xi_1}^2 = 1,0018$; для другої решітки $\zeta_{\eta_2}^2 = 0,0023$ і $\zeta_{\xi_2}^2 = 0,9975$; для третьої решітки $\zeta_{\eta_3}^2 = -0,00016$ і $\zeta_{\xi_3}^2 = 0,9999$. Середнє значення отримуємо $\overline{\zeta_{\eta}^2} = 0,0003$ і $\overline{\zeta_{\xi}^2} = 0,9997$.

Проведемо оцінку випадкових похибок визначення параметрів еліптичної поляризації випромінювання. Виходячи з виразу (4.65) і вважаючи близькими дисперсії $\sigma_{\zeta_{x_i}^2}^2 \approx \sigma_{\zeta_{y_i}^2}^2 \approx \sigma_{\zeta_{x_j}^2}^2 \approx \sigma_{\zeta_{y_j}^2}^2$, абсолютне СКВ величини $\sigma_{A_{ij}}$ буде наступним:

$$\sigma_{A_{ij}} = \frac{\sqrt{2}}{|\zeta_{x_i}^2 - \zeta_{y_i}^2|} \left[1 + \frac{(\zeta_{x_j}^2 - \zeta_{y_j}^2)^2}{(\zeta_{x_i}^2 - \zeta_{y_i}^2)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \sigma_{\zeta_{x_i}^2}. \quad (4.82)$$

Значення $A_{13} = -2,0377$, а його абсолютне СКВ $\sigma_{A_{13}} = 2,0 \cdot 10^{-2}$.

Відповідно до виразу (4.66) абсолютне СКВ $\sigma_{\text{tg} 2\varphi}$ матиме вигляд:

$$\sigma_{\text{tg} 2\varphi} = \left| \frac{\sin 2(\psi_j - \psi_i) - A_{ij} \sin 4\psi_i}{\sin 2\psi_j - A_{ij} \sin 2\psi_i} \right| \sigma_{A_{ij}}, \quad (4.83)$$

а абсолютне СКВ кута φ для A_{13} запишеться наступним чином:

$$\sigma_{\varphi} = \left| \frac{1}{2} \frac{1}{1 + B^2} \frac{1}{\sin 2\psi_3} \right| \sigma_{A_{13}}, \quad (4.84)$$

де $B = \frac{A_{13} - \cos 2\psi_3}{\sin 2\psi_3}$. Розрахунки дають $\sigma_{\varphi} = 0,23 \cdot 10^{-2} \text{ рад} = 0,13^\circ$.

Визначник системи рівнянь (4.67) можна записати як

$$\Delta_i = -\cos 2(\varphi - \psi_i), \quad (4.85)$$

а квадрати півосей еліпса випромінювання як

$$\zeta_{\eta_i}^2 = \frac{\cos^2(\varphi - \psi_i) - \zeta_{x_i}^2}{\cos 2(\varphi - \psi_i)}, \quad \zeta_{\xi_i}^2 = \frac{\cos^2(\varphi - \psi_i) - \zeta_{y_i}^2}{\cos 2(\varphi - \psi_i)}, \quad (4.86)$$

тоді абсолютне СКВ квадрату півосі еліпса $\zeta_{\xi_i}^2$ буде наступним:

$$\sigma_{\zeta_{y_i}^2} = \frac{1}{|\cos 2(\varphi - \psi_i)|} \left[(2\zeta_{y_i}^2 - 1) \operatorname{tg}^2 2(\varphi - \psi_i) \sigma_{\varphi}^2 + \sigma_{\zeta_{y_i}^2}^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.87)$$

Аналогічно отримуємо вираз і для $\sigma_{\zeta_{x_i}^2}$, тільки в ньому замість $\zeta_{y_i}^2$ і $\sigma_{\zeta_{y_i}^2}$ будуть стояти $\zeta_{x_i}^2$ і $\sigma_{\zeta_{x_i}^2}$.

Виходячи з виразу (4.74), значення буде $\sigma_{\zeta_{y_i}^2}^2 = 24 \cdot 10^{-6}$. І тоді абсолютне СКВ складатиме $\sigma_{\zeta_{y_i}^2} = 1,2 \cdot 10^{-2}$.

Таким чином, експериментально підтверджений метод вимірювання стану поляризації широкоапертурного лазерного випромінювання трьома тонкодротяними болометричними решітками. Показано, що при реєстрації сигналів решіток з відносними СКВ $4,5 \cdot 10^{-3}$ вимірювання кута напрямку лінійної поляризації випромінювання проводиться з абсолютним СКВ $0,52^\circ$. Визначається кут напрямку великої півосі еліпса випромінювання з абсолютним СКВ $\sigma_{\varphi} = 0,13^\circ$ і квадрати півосей еліпса з абсолютними СКВ $1,2 \cdot 10^{-2}$.

Розглянутий метод вимірювання стану поляризації широкоапертурного лазерного випромінювання може бути використаний у широкому спектральному діапазоні.

4.8. Висновки до розділу 4

- 1 Обґрунтований і експериментально перевірений метод вимірювання коефіцієнта дихроїзму платинових тонкодротяних болометрів. Показано, що значення коефіцієнта дихроїзму не залежить від температури нагріву болометра.
- 2 Обґрунтований метод вимірювання лінійної поляризації інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання трьома болометричними решітками з тонкодротяними платиновими елементами, які мають нелінійні

характеристики перетворення. Запропоновані три методик вимірювань, які виключають з отриманих результатів систематичні похибки за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометрів. Показано, що абсолютне СКВ виміряних кутів напрямків лінійної поляризації випромінювання складає $0,10^\circ$.

- 3 Обґрунтований метод вимірювання лінійної поляризації безперервного і імпульсного лазерного випромінювання двома болометричними решітками зі взаємонеперпендикулярними напрямками болометричних елементів. Показано, що абсолютне СКВ кута напрямку лінійної поляризації випромінювання складає $0,23^\circ$.
- 4 Запропонований і обґрунтований метод вимірювання параметрів еліптичної поляризації інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання трьома болометричними решітками з тонкодротяними платиновими елементами, які мають нелінійні характеристики перетворення. Запропонований метод дозволяє врахувати початковий кут напрямку великої півосі еліпса поляризації і її додатковий поворот за рахунок зсуву фаз між електричними складовими поля випромінювання. Метод вимірювання дозволяє виключити з отриманих результатів систематичні похибки за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометрів.
- 5 Створені експериментальні зразки ПВП у вигляді дво- і трирешіткових тонкодротяних платинових болометрів для вимірювання параметрів лінійної та еліптичної поляризації лазерного випромінювання. Показано, що при реєстрації сигналів решіток з відносними СКВ $4,5 \cdot 10^{-3}$ вимірювання кута напрямку лінійної поляризації випромінювання проводиться з абсолютним СКВ $0,52^\circ$; кут напрямку великої півосі еліпса випромінювання визначається з абсолютним СКВ $\sigma_\varphi = 0,13^\circ$, а квадрати півосей еліпса з абсолютними СКВ $1,2 \cdot 10^{-2}$.

Результаты досліджень даного розділу наведено в таких публікаціях:

1. Измерение коэффициента дихроизма тонкопроволочного болометра и состояния поляризации лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз, П. Коонс // Метрология (Ежемесячное приложение к научно-техническому журналу "Измерительная техника"). – 2007. – № 5. – С. 40-44.
2. Двухрешеточный болометрический измеритель линейной поляризации лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз // Метрология (Ежемесячное приложение к научно-техническому журналу "Измерительная техника"). – 2009. – № 5. – С. 17-22.
3. Bolometric measurer of linear polarization of laser radiation / S. V. Pogorelov, I. A. Priz, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. V. Krasovskyy // Telecommunications and Radio Engineering. – 2013. – Vol. 72, № 15. – P. 1423-1429.
4. Pogorelov S. V. Measurements of intense and wide-aperture laser radiation parameters with thinwire bolometers / S. V. Pogorelov // Advanced Lasers, Volume 193 of the series Springer Series in Optical Sciences. – 2015. – Vol. 193, Chapter 12. – P. 183-197.
5. Измерение линейной или эллиптической поляризации лазерного излучения трехрешеточным болометром / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз, П. Коонс // Радиофизика и радиоастрономия. – 2009. – Т. 14, № 2. – С. 214-221.
6. Кузьмичев В. М. Модифицированный двухрешеточный болометрический измеритель линейной поляризации лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Радиотехника. – 2014. – Вып. 178. – С. 63-66.
7. Прямые и обратные задачи теплопередачи в лазерной технике и метрологии / Н. Г. Кокодий, В. А. Свич, С. В. Погорелов, В.А.

- Тиманюк, А.О. Пак, Ли Чженьхуа – Харьков : Изд-во Харьковского национального университета им. В. Н. Каразина, 2012. – 240 с.
8. Пат. № 27210 Україна, МПК G 01 J 1/04. Спосіб вимірювання коефіцієнта дихроїзму тонкодротяного болометра / Кузьмичов В. М., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О., Погорелов С. В., Кьонс П.; заявник та власник патенту Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. – № у 2007 05508 ; заявл. 21.05.07 ; опубл. 25.10.07, Бюл. № 17.
 9. Пат. № 35374 Україна, МПК G 01 J 1/04, G 01 J 5/00. Вимірювач поляризації лазерного випромінювання / Кузьмичов В. М., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О., Погорелов С. В., Коонс П.; заявник та власник патенту Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. – № у 2008 05632 ; заявл. 30.04.08 ; опубл. 10.09.08, Бюл. № 17.
 10. Пат. № 41319 Україна, МПК G 01 J 1/04, G 01 J 5/00. Спосіб вимірювання параметрів еліптичної поляризації лазерного випромінювання трирешітковим болометром / Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О.; заявники та власники патенту Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О. – № у 2009 00507 ; заявл. 23.01.09 ; опубл. 12.05.09, Бюл. № 9.
 11. Пат. № 41595 Україна, МПК G 01 J 1/04, G 01 J 5/00. Спосіб вимірювання лінійної поляризації лазерного випромінювання двогратовим болометром / Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О.; заявники та власники патенту Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О. – № у 2009 00465 ; заявл. 22.01.09; опубл. 25.05.09, Бюл. № 10.
 12. Kuzmichov V. M. Measuring of laser radiation polarization state with three profile bolometric gratings / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2005 2-nd International Conference on Advanced

- Optoelectronics and Lasers, Yalta, Crimea, Ukraine, September 12-17, 2005. – Vol. 2. – P. 216-219.
13. Laser radiation polarization state measurement with three-gratings bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2008 4-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Alushta, Crimea, Ukraine, September 29 - October 4, 2008. – P. 338-342.
 14. Measurement of linear polarization of laser radiation with two-grating thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz // Proceedings of CAOL'2010 5-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Sevastopol, Crimea, Ukraine, 10-14 September, 2010. – P. 173-174.
 15. Estimation of linear polarization angle of laser radiation with two-grating thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz // Proceedings of LFNМ*2011 11-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkov, Ukraine, September 4-8, 2011. – 3 p.
 16. Кузьмичев В. М. Измерение состояния поляризации лазерного излучения тремя профильными болометрическими решетками / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, П. Коонс // Український метрологічний журнал. – 2007. – № 3. – С. 38-42.
 17. Кузьмичев В. М. Измерение параметров эллиптической поляризации лазерного излучения тонкопроволочным болометром / В. М. Кузьмичев, Е. В. Кузьмичева, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2009. – № 2. – С. 35-38.
 18. Измерение направления линейной поляризации лазерного излучения решетчатыми болометрическими приемниками / Н. Г. Кокодий, С. В. Погорелов, А. О. Пак, М. В. Кайдаш, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз, И. П. Стороженко // Український метрологічний журнал. – 2012. – № 2. – С. 32-36.

РОЗДІЛ 5
**МЕТРОЛОГІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ РЕШІТКОВИХ
БОЛОМЕТРИЧНИХ ВИМІРЮВАЧІВ ЕНЕРГЕТИЧНИХ
ПАРАМЕТРІВ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ**

5.1. Дворешітковий болометричний перетворювач

5.1.1. Характеристика перетворення дворешіткового профільного болометричного вимірювача енергетичних параметрів лазерного випромінювання

Проведемо абсолютне градуювання дворешіткового платиного тонкодротяного болометра з використанням отриманих у розділі 3 функцій перетворення для енергії імпульсу і безперервної потужності. Болометричний перетворювач складається з двох ідентичних тонкодротяних решіток зі сталим періодом χ . Елементи решіток ортогональні один до одного і мають кути напрямків елементів решіток $\psi_1 = 0$ і $\psi_2 = \pi/2$. Вихідні сигнали i -го і j -го болометричних елементів решіток реєструються індивідуально. Число елементів у кожній решітці $n = 16$. Напрямок електричного поля випромінювання і напрямок болометричних елементів першої решітки утворюють кут φ . Розглянемо абсолютне градуювання дворешіткового болометра на прикладі вимірювання енергії імпульсу лазерного випромінювання. При вимірюванні потужності безперервного лазерного випромінювання градуювання проводиться аналогічно з використанням відповідних коефіцієнтів апроксимації функції перетворення. При вимірюванні енергії імпульсу випромінювання по максимуму сумарного вихідного сигналу всіх болометричних елементів час їх реєстрації має бути менше за теплову постійну часу болометрів.

Сумарні сигнали решіток у нелінійному режимі роботи болометрів можна записати, враховуючи (3.29) та (4.9), таким чином :

$$u_{1,2} = \sum_{i,j=1}^n u_{i,j} = \eta_0 F_{1,2} \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} k_{1,2} \right) \frac{\bar{E}}{m} k_{1,2}, \quad (5.1)$$

де: 1, 2 – індекси решіток; а $k_{1,2}$ – поляризаційні коефіцієнти взаємодії лінійнополяризованого випромінювання з болометричними елементами решіток; η_0 – коефіцієнт перетворення решітки для E -поляризованого випромінювання; $F_{1,2}$ – нормовані на η_0 коефіцієнти перетворення решіток; $\delta = 1 + \sigma^2$ – коефіцієнт нерівномірності розподілу падаючої інтенсивності випромінювання по вхідній апертурі перетворювача з відносною дисперсією σ^2 ; \bar{E} – середня погонна падаюча на болометр енергія; m – погонна маса болометра.

Як показано в підрозділі 3.5, нормовані коефіцієнти перетворення решіток можуть бути представлені у вигляді:

$$F_{1,2} \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} k_{1,2} \right) = 1 + a \frac{\delta \bar{E}}{m} k_{1,2} + b \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} k_{1,2} \right)^2. \quad (5.2)$$

Сумарний сигнал решіток буде наступним:

$$u = u_1 + u_2 = \eta_0 (1 + K_D) F \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} \right) \frac{\bar{E}}{m}, \quad (5.3)$$

де

$$F \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} \right) = 1 + a \frac{k_1^2 + k_2^2}{1 + K_D} \frac{\delta \bar{E}}{m} + b \frac{k_1^3 + k_2^3}{1 + K_D} \left(\frac{\delta \bar{E}}{m} \right)^2 \quad (5.4)$$

є нормований на $\eta_0 (1 + K_D)$ коефіцієнт перетворення перетворювача, який розглядається. Підставивши (5.2) у (5.1), отримуємо рівняння третього ступеня відносно \bar{E}/m . Для розв'язання рівняння (5.1) відносно \bar{E}/m необхідно знати величини $k_{1,2}$ і δ , які можна визначити по сигналах болометричних елементів, які реєструються.

Коефіцієнт нерівномірності розподілу падаючої інтенсивності випромінювання δ може бути виражений через коефіцієнти нерівномірності вздовж координатних осей δ_x і δ_y [249]

$$\delta = \delta_x \delta_y, \quad (5.5)$$

а коефіцієнти δ_x і δ_y визначаються сигналами $u_{i,j}$:

$$\delta_{x,y} = \frac{1}{n} \sum_{i,j=1}^n \left(\frac{u_{i,j}}{\bar{u}_{1,2}} \right)^2, \quad (5.6)$$

де $\bar{u}_{1,2} = \frac{1}{n} \sum_{i,j=1}^n u_{i,j}$ є середніми значеннями сигналів решіток.

Нелінійність коефіцієнта δ визначали для пучка Гауса випромінювання, енергетичний центр якого розміщений у центрі решітки з середнім квадратичним радіусом σ . У відповідності до виразу (5.6) коефіцієнт δ_x можна записати так:

$$\delta_x = n \frac{\sum_{-n/2}^{n/2} \left(F_{x_i} e^{-\frac{x_i^2}{2\sigma^2}} \right)^2}{\left(\sum_{-n/2}^{n/2} F_{x_i} e^{-\frac{x_i^2}{2\sigma^2}} \right)^2}, \quad (5.7)$$

де: F_{x_i} – нормований коефіцієнт перетворення i -го болометричного елемента вертикальної решітки; x_i – координата положення i -го болометричного елемента вертикальної решітки. Коефіцієнт F_{x_i} має бути записаний для енергії випромінювання у вигляді:

$$F_{x_i} = 1 + a_E \delta_x \frac{\bar{E}_{x_i}}{m} k_x + b_E \left(\delta_x \frac{\bar{E}_{x_i}}{m} k_x \right)^2. \quad (5.8)$$

Коефіцієнти δ_x і k_x постійні для всіх елементів вертикальної решітки, а середню питому падаючу на i -й елемент решітки енергію легко представити у наступному вигляді:

$$\frac{\bar{E}_{x_i}}{m} = \frac{\bar{E}}{m} e^{-\frac{x_i^2}{2\sigma^2}}, \quad (5.9)$$

Тоді помножимо ліву частину на $\delta_x k_x$ і отримаємо величину

$$\delta_x \frac{\bar{E}_{x_i}}{m} k_x = \sqrt{\delta} \frac{\bar{E}}{m} k_x e^{-\frac{x_i^2}{2\sigma^2}}, \quad (5.10)$$

тому що $\delta_x^2 = \delta$. Для енергії імпульсу лазера вираз (5.8) з урахуванням (5.10) запишеться так:

$$F_{x_i} = 1 + a_E \sqrt{\delta} \frac{\bar{E}}{m} k_x e^{-\frac{x_i^2}{2\sigma^2}} + b_E \left(\sqrt{\delta} \frac{\bar{E}}{m} k_x e^{-\frac{x_i^2}{2\sigma^2}} \right)^2. \quad (5.11)$$

Розрахунки проводились для решіток з періодом χ , середнім квадратичним радіусом пучка $\sigma = 2\chi$ і довжиною болометричних елементів $2l_0$. Для даного σ коефіцієнт δ буде наступним:

$$\delta = \frac{S_0}{4\pi\sigma^2} = 5,093,$$

де S_0 – площа решітки. Середня погонна падаюча потужність змінювалася в інтервалі $\bar{P} = 0 \text{К} 1 \text{Вт/см}$, а середня погонна питома енергія змінювалася в інтервалі $\bar{E}/m = 0 \text{К} 0,4 \text{кДж/г}$. Отримані залежності показані на рис 5.1. По осі ординат відкладене відношення δ/δ_0 , де δ_0 – коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання, коли болометр працює у лінійному режимі. По осі абсцис відкладена ефективна потужність $\delta\bar{P}$ і ефективна питома енергія $\delta\bar{E}/m$.

Крива для енергії імпульсу зростає, проходить через максимум і потім спадає. У вказаному інтервалі ефективної питомої енергії коефіцієнт δ може збільшуватися на 25 %. Крива для безперервної потужності випромінювання у вказаному інтервалі $\delta\bar{P}$ зменшується до 10 %. Аналогічні криві виявляються і для інших пучків Гауса.

Розглянемо тепер нелінійність поляризаційних коефіцієнтів взаємодії випромінювання з болометричними елементами. Їх сума буде

$$k_1 + k_2 = 1 + K_D.$$

У лінійному режимі роботи болометрів їх значення визначаються згідно з виразами:

$$k_1 = \frac{1 + K_D}{1 + \frac{u_1}{u_2}} \quad \text{і} \quad k_2 = \frac{1 + K_D}{1 + \frac{u_2}{u_1}}. \quad (5.12)$$

У нелінійному режимі роботи болометрів використовуємо вираз (5.1) для сигналів болометричних решіток, і як наслідок вирази для вимірюваних поляризаційних коефіцієнтів будуть мати вигляд:

$$k'_1 = \frac{1 + K_D}{1 + \frac{F_1 k_1}{F_2 k_2}} \quad ; \quad k'_2 = \frac{1 + K_D}{1 + \frac{F_2 k_2}{F_1 k_1}}. \quad (5.13)$$

У цих співвідношеннях k_1 і k_2 відповідають падаючому на болометричні елементи решіток випромінюванню. На рис 5.2 наведені залежності k_1/k'_1 від вимірюваного значення k'_1 для різних значень ефективної питомої енергії і ефективної потужності. За вимірюваним значенням k'_1 знаходиться його дійсне значення k_1 .

Рівняння (5.3) може бути представлене у вигляді:

$$a \left(\frac{\bar{E}}{m} \right)^3 + b \left(\frac{\bar{E}}{m} \right)^2 + c \frac{\bar{E}}{m} + d = 0, \quad (5.14)$$

$$\text{де } a = b_E \frac{k_1^3 + k_2^3}{1 + K_D} \delta^2; \quad b = a_E \frac{k_1^2 + k_2^2}{1 + K_D} \delta; \quad c = 1; \quad d = -\frac{u}{\eta_0(1 + K_D)}.$$

Особливістю кубічного рівняння (5.14) є те, що його розв'язок має три дійсних корені. Дискримінант рівняння $D = q^2 + p^3$ буде від'ємним, де:

$$2q = \frac{2b^3}{27a^3} - \frac{bc}{3a^2} + \frac{d}{a} \quad ; \quad 3p = \frac{3ac - b^2}{3a^2}.$$

Розв'язком у нашому випадку буде наступний корінь:

$$\frac{\bar{E}'}{m} = 2r \cos\left(60^\circ + \frac{\varphi}{3}\right), \quad (5.15)$$

де $r = \pm\sqrt{|p|}$ і знак r збігаються зі знаком q , а $\cos\varphi = q/r^3$.

Отримане значення \bar{E}'/m є початковим наближенням розв'язання рівняння (5.14), через те, що у ньому присутні систематичні похибки вимірюваних величин δ' і $k'_{1,2}$ за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометра.

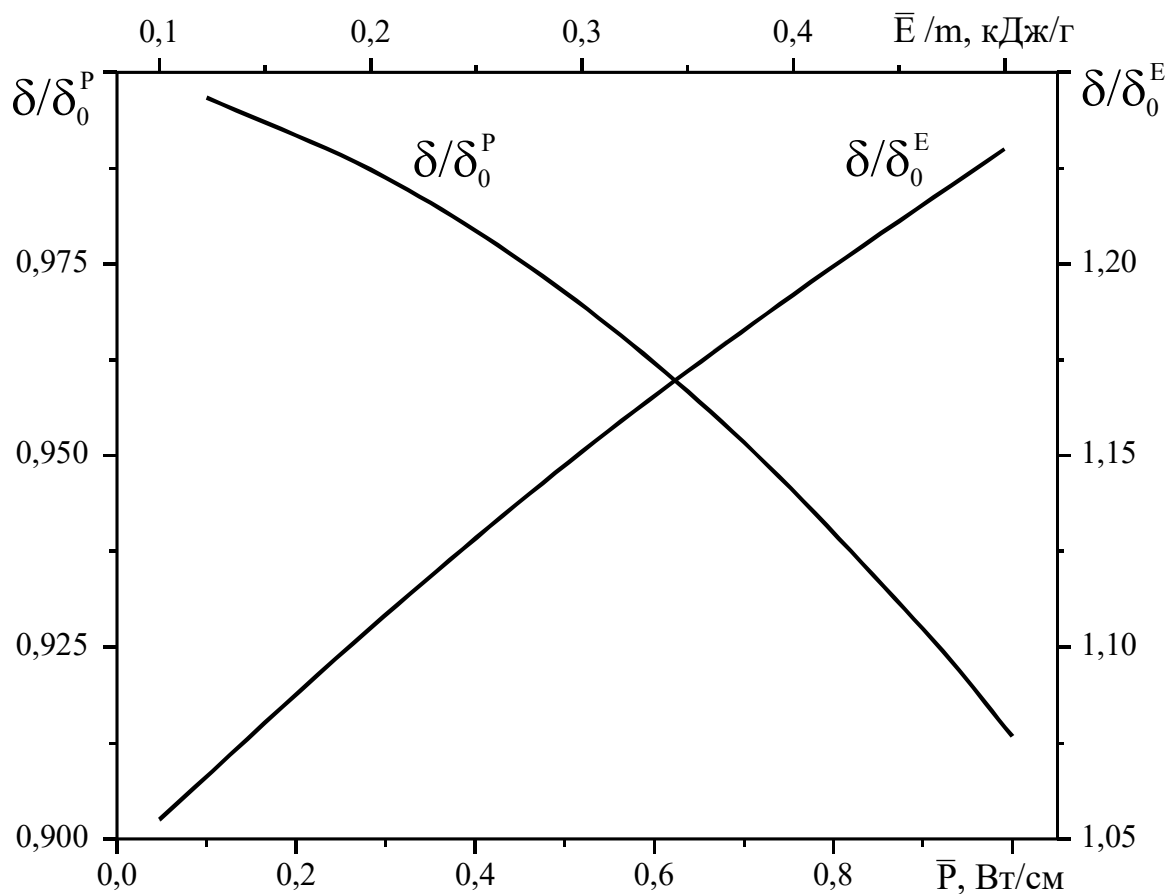


Рис. 5.1. Залежність величини δ/δ_0 від ефективної потужності і ефективної питомої енергії випромінювання

Для уточнення результату вимірювання визначають початкове значення ефективної питомої енергії $\delta'\bar{E}'/m$ і за залежностями рис 5.1 і рис 5.2 знаходять відкориговані значення коефіцієнтів δ і $k_{1,2}$, за якими знову розраховують коефіцієнти a і b . Розв'язок рівняння (5.14) з уточненими коефіцієнтами дає

уточнене значення \bar{E}/m з виключенням систематичних похибок за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометра.

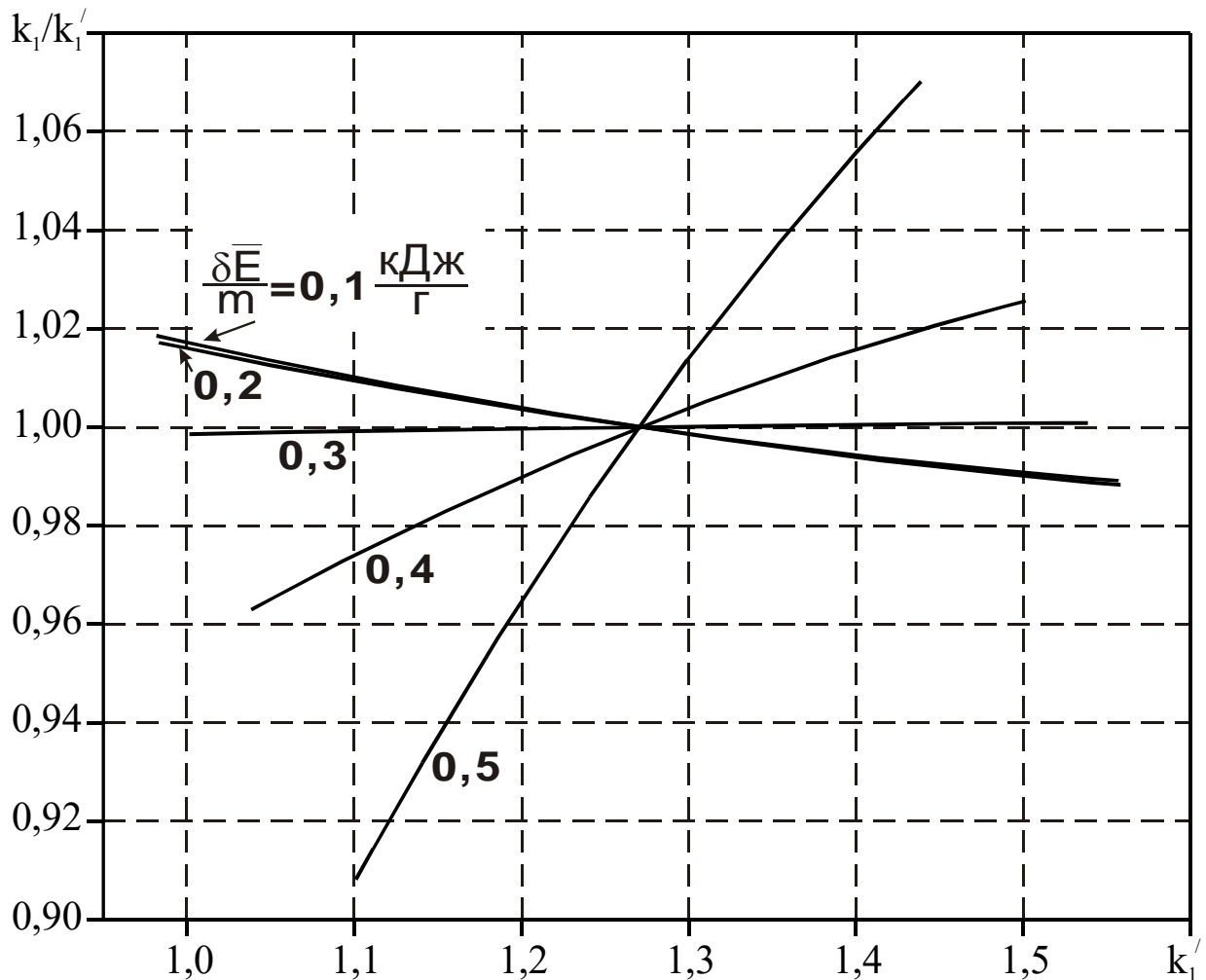


Рис. 5.2. Залежності поляризаційного коефіцієнта k_1 від вимірюваного значення k_1' для різних значень $\delta\bar{E}/m$

За знайденим значенням середньої питомої падаючої енергії \bar{E}/m знаходиться повна енергія імпульсу лазера за виразом:

$$E = \left(\frac{\bar{E}'}{m} \right) \cdot \frac{m}{d_0} S, \quad (5.16)$$

де: d_0 – діаметр болометричних елементів; S – площа решітки.

5.1.2. Аналіз випадкової похибки вимірювання енергетичних параметрів дворешітковим болометром

Проведемо оцінку випадкової похибки вимірювання середньої питомої енергії імпульсу лазера \bar{E}/m .

Абсолютне СКВ сигналів болометричних елементів, що вимірюються, $\sigma_{u_{ij}} = \sigma$ визначається рівнем квантування АЦП, а відносне СКВ сигналів решіток буде становити:

$$\sigma_{\bar{u}_i} = \frac{\sigma_{\bar{u}_i}}{\bar{u}_i} = \frac{\sigma}{\sqrt{n\bar{u}_i}}. \quad (5.17)$$

Величина σ/\bar{u}_i являє собою середнє значення відносного СКВ середнього сигналу елементів i -ї решітки і для сучасних АЦП доволі легко може бути забезпечене значенням 10^{-3} . Тоді $\sigma_{\bar{u}_i} = 2,5 \cdot 10^{-4}$ і сигнали решіток будуть реєструватися точніше за сигнали болометричних елементів.

Відносне СКВ сумарного вихідного сигналу болометричних решіток $u = \bar{u}_x + \bar{u}_y$ буде мати вигляд:

$$\sigma_u = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \frac{1}{(\bar{u}_x^2 + \bar{u}_y^2)^{1/2}}. \quad (5.18)$$

Вирази (5.5)-(5.7) дозволяють визначити відносне СКВ коефіцієнта нерівномірності розподілу інтенсивності падаючого випромінювання і у відповідності з роботою [43] становитиме:

$$\sigma_\delta = \frac{2\sigma}{\sqrt{n}} \left[\frac{1}{\bar{u}_x^2} \left(1 + \frac{1}{\delta_x} \right) + \frac{1}{\bar{u}_y^2} \left(1 + \frac{1}{\delta_y} \right) \right]^{1/2} \approx 2,5 \cdot 10^{-4}. \quad (5.19)$$

Виходячи з виразу (5.13), відносне СКВ коефіцієнтів $k_{1,2}$ буде таким:

$$\sigma_{k_{1,2}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n\bar{u}_{1,2}}} \cdot \frac{(\bar{u}_x^2 + \bar{u}_y^2)^{1/2}}{\bar{u}_x + \bar{u}_y} \approx 0,4 \cdot 10^{-3}, \quad (5.20)$$

де $\bar{u}_{1,2}$ – середнє значення \bar{u}_x або \bar{u}_y .

Перейдемо до оцінки відносного СКВ $\sigma_{\bar{E}/m}$ падаючої середньої погонної енергії випромінювання \bar{E}/m . Ця величина визначається рівнянням (5.14), і $\sigma_{\bar{E}/m}$ буде визначатися коефіцієнтами a, b, c, d з їх відносними СКВ. Можна записати

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{E}/m}^2 = & \left(\frac{a}{\bar{E}/m} \frac{\partial \bar{E}/m}{\partial a} \right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{b}{\bar{E}/m} \frac{\partial \bar{E}/m}{\partial b} \right)^2 \sigma_b^2 + \\ & + \left(\frac{c}{\bar{E}/m} \frac{\partial \bar{E}/m}{\partial c} \right)^2 \sigma_c^2 + \left(\frac{d}{\bar{E}/m} \frac{\partial \bar{E}/m}{\partial d} \right)^2 \sigma_d^2, \end{aligned} \quad (5.21)$$

де $\sigma_a, \sigma_b, \sigma_c, \sigma_d$ – відносні СКВ відповідних коефіцієнтів. Частинну похідну від \bar{E}/m по коефіцієнтах отримуємо у результаті диференціювання неявної функції у вигляді рівняння (5.14) за виразом, наприклад, для коефіцієнта a

$$\frac{\partial \bar{E}/m}{\partial a} = - \frac{\partial M(\bar{E}/m)/\partial a}{\partial M(\bar{E}/m)/\partial \bar{E}/m} = - \frac{(\bar{E}/m)^3}{3a(\bar{E}/m)^2 + 2b(\bar{E}/m) + c} \quad (5.22)$$

і аналогічним чином по інших коефіцієнтах. Відносні СКВ коефіцієнтів будуть визначатися своїми виразами у формулі (5.14), а їх оцінки при $k_1 = k_2$ будуть мати вигляд:

$$\begin{aligned} \sigma_a^2 = & \sigma_{b_E}^2 + 4,5\sigma_{k_{1,2}}^2 + \frac{K_D^2}{(1+K_D)^2} \sigma_{k_D}^2 + 4\sigma_o^2 \approx 36 \cdot 10^{-4}; \\ \sigma_b^2 = & \sigma_{a_E}^2 + 8 \frac{k_1^4}{(k_1^2 + k_2^2)^2} \sigma_{k_{1,2}}^2 + \sigma_o^2 + \frac{K_D^2}{(1+K_D)^2} \sigma_{K_D}^2 \approx 13 \cdot 10^{-4}; \end{aligned} \quad (5.23)$$

$$\sigma_c^2 = 0;$$

$$\sigma_d^2 = \sigma_u^2 + \sigma_{n_0}^2 + \frac{K_D^2}{(1+K_D)^2} \sigma_{K_D}^2 \approx 13 \cdot 10^{-4}.$$

Для значень $\bar{E}/m = 20$ кДж/г і $\delta = 5,093$, значень коефіцієнтів a, b, c, d і частинних похідних у відповідності з виразом (5.14) відносно СКВ вимірюваної середньої погонної питомої енергії $\sigma_{\bar{E}/m}$ буде складати $1,6 \cdot 10^{-2}$ і, в основному, визначається відносним СКВ вимірювання фактора ефективності поглинання σ_{q_0} . Відносне СКВ вимірювання повної енергії пучка лазера у відповідності до (5.16) буде мати наступний вигляд:

$$\sigma_E = \left(\sigma_{\bar{E}/m}^2 + \sigma_m^2 + \sigma_{d_0}^2 + \sigma_S^2 \right)^{1/2} \approx 1,6 \cdot 10^{-2}, \quad (5.24)$$

де $\sigma_m, \sigma_{d_0}, \sigma_S$ – відносні СКВ погонної маси болометра, його діаметра і площі вхідної апертури перетворювача.

Доволі точні вимірювання сигналів болометричних елементів дозволяють досить точно визначити коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання по площі вхідної апертури вимірювача δ і поляризаційні коефіцієнти взаємодії випромінювання з болометричними елементами решіток $k_{1,2}$ і при розв'язанні рівняння вимірювання (5.14) виключити систематичні похибки за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометра.

5.2. Трирешітковий профільний болометричний вимірювач параметрів лазерного випромінювання

5.2.1. Характеристика перетворення трирешіткового тонкодротяного платиного болометричного вимірювача параметрів лазерного випромінювання

Розглянемо метод вимірювання потужності і енергії імпульсу лазерного випромінювання, коефіцієнта нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання по площі вхідної апертури решіток і поляризаційних коефіцієнтів взаємодії болометричних елементів решіток з випромінюванням з використанням трьох профільних болометричних решіток. Всі перелічені параметри випромінювання мають бути визначені з виключенням

систематичних похибок за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометрів.

Три профільні болометричні решітки необхідні не лише для визначення енергетичних параметрів випромінювання, але і для визначення його стану поляризації. Використовується трирешітковий болометр, схема якого показана на рис. 4.9.

Для вимірювання вказаних параметрів випромінювання використовують три ідентичні профільні болометричні решітки з 16 тонкодотяними елементами у кожній. Болометричні елементи решіток мають кутові напрямки $\psi_1 = 0$; $\psi_2 = +\pi/3$ і $\psi_3 = -\pi/3$ (див. рис. 4.9 і рис. 4.1) Сигнали реєструються з кожного болометричного елемента решіток.

На рис. 4.1 показаний вектор напруженості електричного поля з лінійною поляризацією $\vec{\varepsilon}$ і його кути φ_i відносно i -ої решітки. За позитивний напрямок відліку кутів ψ_i і φ_i обрано напрямок проти ходу годинникової стрілки.

Сигнали решіток при вимірюванні безперервної потужності мають вигляд (4.1).

Поляризаційні коефіцієнти взаємодії для лінійної поляризації випромінювання мають вигляд (4.2), а у випадку еліптичної поляризації випромінювання поляризаційні коефіцієнти решіток записуються у вигляді (4.34).

Сума поляризаційних коефіцієнтів як для лінійної поляризації, так і для еліптичної поляризації має однакове значення (4.3).

Профільні сигнали болометричних елементів решіток U_{ij} дозволяють визначити коефіцієнти нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання кожної решітки:

$$\delta_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \frac{U_{ij}^2}{\bar{U}_i^2}; \quad \bar{U}_i = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n U_{ij}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (5.25)$$

де \bar{U}_i – середнє значення сигналів болометричних елементів i -ої решітки. Загальний коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання по площі вхідної апертури перетворювача буде становити

$$\delta = (\delta_1 \delta_2 \delta_3)^{\frac{2}{3}}. \quad (5.26)$$

Нормовані коефіцієнти перетворення решіток $F_i(k_i \delta \bar{P})$ у нелінійному режимі роботи платинових болометрів добре апроксимуються поліномами другого ступеня від $k_i \delta \bar{P}$ у вигляді

$$F_i(k_i \delta \bar{P}) = 1 + a_p k_i \delta \bar{P} + b_p (k_i \delta \bar{P})^2 \quad (5.27)$$

і для довжини хвилі випромінювання 10,6 мкм, діаметра болометрів 10 мкм і температури навколишнього середовища $T=20^\circ \text{C}$ коефіцієнти даного поліному зі своїми відносними середніми квадратичними відхиленнями (СКВ) складають: $a_p = -8,0 \cdot 10^{-3} \text{ см/Вт}$; $\sigma_a = 0,05$; $b_p = -1,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{Вт}^2$; $\sigma_b = 0,06$, а коефіцієнт перетворення $\eta_{0p} = 0,494 \text{ см/Вт}$, $\sigma_{\eta_0} = 0,01$ (табл. 3.5). Значення відповідних коефіцієнтів для середньої погонної питомої енергії $\frac{\bar{E}}{m}$ будуть:

$$\eta_{0E} = 1,159 \text{ з/кДж}, \quad \sigma_{\eta_{0E}} = 1,7 \times 10^{-3}; \quad a_E = 1,546 \times 10^{-1} \text{ з/кДж}, \quad \sigma_{a_E} = 2,7 \times 10^{-3};$$

$$b_E = -3,2 \times 10^{-2} \text{ з/кДж}, \quad \sigma_{b_E} = 1,6 \times 10^{-3} \text{ (табл. 3.3)}.$$

Як видно з виразів (4.1) і (5.27), сума сигналів решіток буде давати кубічне рівняння відносно \bar{P} і це буде рівняння вимірювання

$$M(\bar{P}) = -U_\Sigma + c\bar{P} + d\bar{P}^2 + f\bar{P}^3 = 0, \quad (5.28)$$

$$\text{де } U_\Sigma = \frac{1}{\eta_0} \sum_{i=1}^3 U_i; \quad c = \sum_{i=1}^3 U_{i0}; \quad d = a\delta \sum_{i=1}^3 U_{i0}^2; \quad f = a\delta^2 \sum_{i=1}^3 U_{i0}^3.$$

Коефіцієнти, що входять у нього – η_0 , a і b відомі, коефіцієнт δ у першому наближенні знаходиться за профільними сигналами і виразом (5.26). Коефіцієнти k_i можна наближено визначити по сигналах решіток, вважаючи,

що болометри працюють у лінійному режимі і $F_i(k_i \delta \bar{P}) = 1$. Так, використовуючи нормовані сигнали решіток маємо:

$$U_{i0} = \frac{U_i}{\eta_0 \bar{P}} = \frac{3}{2}(1 + K_D) \frac{U_i}{\sum_{i=1}^3 U_i} = k_i. \quad (5.29)$$

Видно, що в цих умовах нормовані сигнали решіток дорівнюють поляризаційним коефіцієнтам взаємодії болометрів з випромінюванням.

За значеннями коефіцієнтів δ і k_i в першому наближенні шляхом розв'язання рівняння (5.28) знаходимо в першому наближенні значення середньої погонної потужності, яка падає на болометричні елементи \bar{P}' . Рівняння (5.28) має одне дійсне розв'язання, що визначає \bar{P}' , і два комплексних. Визначаємо у першому наближенні ефективну потужність $\delta \bar{P}'$. І тепер вводимо поправки на систематичні похибки знайдених коефіцієнтів δ і k_i за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометрів.

Нелінійність поляризаційних коефіцієнтів k_i можна визначити виходячи з виразів (4.1) і (4.34). Так, у нелінійному режимі роботи болометрів поляризаційний коефіцієнт першої решітки буде мати значення k_1' , яке визначається за виразом:

$$k_1' = \frac{1,5(1 + K_D)}{1 + \frac{F_2 k_2}{F_1 k_1} + \frac{F_3 k_3}{F_1 k_1}}, \quad (5.30)$$

в якому k_i – значення коефіцієнтів для падаючого на болометри випромінювання. Аналогічні вирази будуть і для коефіцієнтів k_2' і k_3' . На рис 5.3 наведені залежності відношення k_i / k_i' в залежності від k_i' і ефективної потужності випромінювання $\delta \bar{P}'$. З отриманих залежностей видно, що при значеннях $k_i' < 0,5(1 + K_D)$ буде виникати завищення k_i' у порівнянні з k_i , а при значеннях $k_i' > 0,5(1 + K_D)$ буде виникати заниження k_i' . За знайденим у першому

наближенні значенням $\delta \bar{P}'$ знаходять по кривих (рис 5.3) поправочні множники до коефіцієнтів k_i' , а їх значення у другому наближенні будуть складати k_i'' .

Варто відзначити, що як для лінійної, так і для еліптичної поляризацій випромінювання поляризаційні коефіцієнти можуть набувати значення від 1 до K_D . На рис 5.4 наведені залежності відношення k_1/k_1' для ефективної питомої енергії $\delta \frac{\bar{E}}{m}$. В імпульсному режимі нелінійність поляризаційних коефіцієнтів k_i менше, ніж для безперервної потужності. Це пояснюється меншою зміною нормованого коефіцієнта перетворення болометра $F\left(\delta \frac{\bar{E}}{m}\right)$ і його проходженням через максимальне значення.

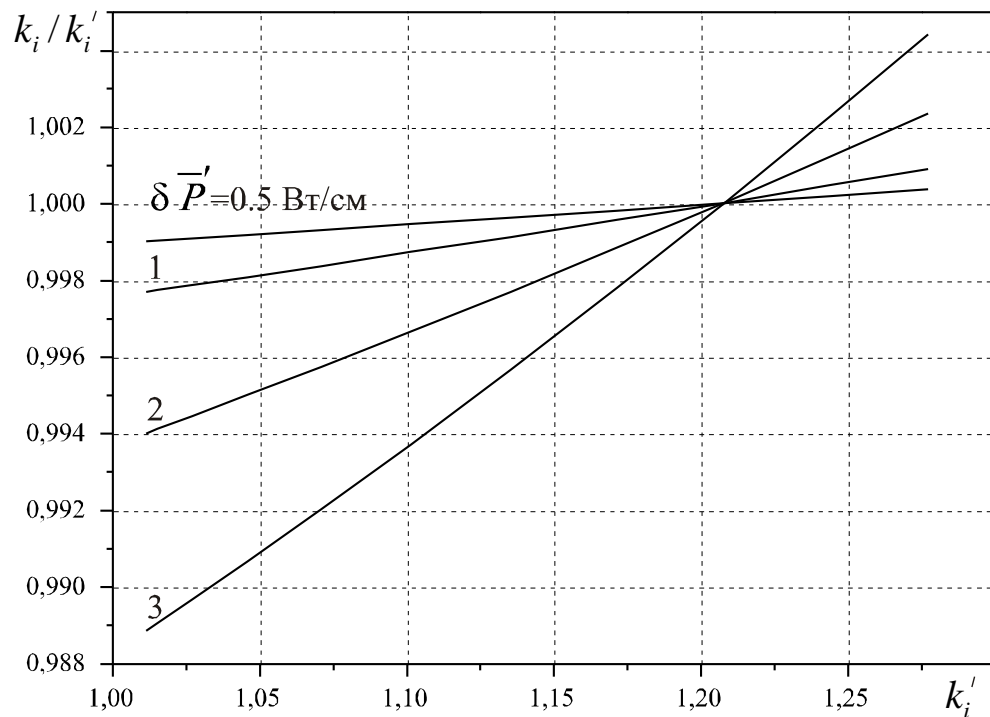


Рис. 5.3. Залежності поляризаційного коефіцієнта k_1 від вимірюваного значення k_1' для різних значень $\delta \bar{P}$

Нелінійність коефіцієнта δ визначалась для пучка випромінювання Гауса, енергетичний центр якого розміщений у центрі решітки, середній квадратичний

радіус якого дорівнює $\sigma = 2\chi$, де χ – період решітки, а довжина кожного болометричного елемента складала $2l_0$.

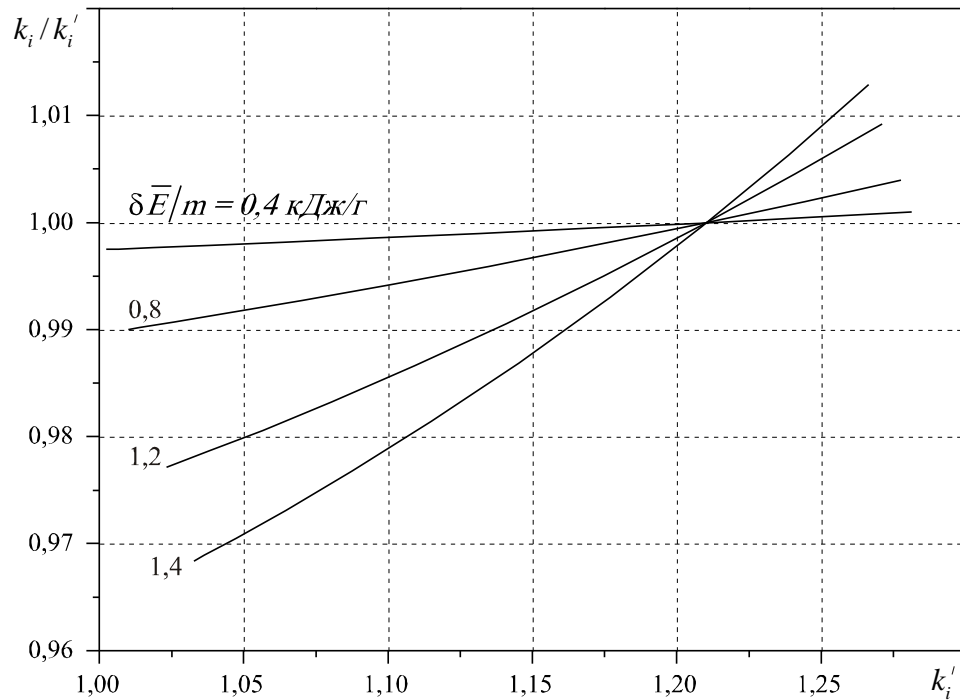


Рис. 5.4. Залежності поляризаційного коефіцієнта k_i від вимірюваного значення k_i' для різних значень $\delta \bar{E}/m$

Коефіцієнт δ_i кожної решітки розраховувався за виразом (5.25) з урахуванням падаючої інтенсивності і стану її поляризації на кожен болометричний елемент, визначення його нормованого коефіцієнта перетворення і нормованого сигналу. Розрахунки проводились для середньої погонної падаючої потужності в інтервалі $\bar{P} = 0 \text{К} 1 \text{Вт/см}$ і середньої погонної питомої енергії в інтервалі $\bar{E}/m = 0 \text{К} 0,4 \text{кДж/г}$. Отримані залежності показані на рис 5.5. По осі ординат відкладено відношення δ/δ_0 , де $\delta_0 = S_0/4\pi\sigma^2 = 5,093$ – коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання в лінійному режимі роботи болометрів і S_0 – площа решітки. По осі абсцис відкладена ефективна потужність $\delta \bar{P}$ і ефективна питома енергія $\delta \bar{E}/m$. Дані криві не залежать від зміни кута напрямку лінійної поляризації випромінювання.

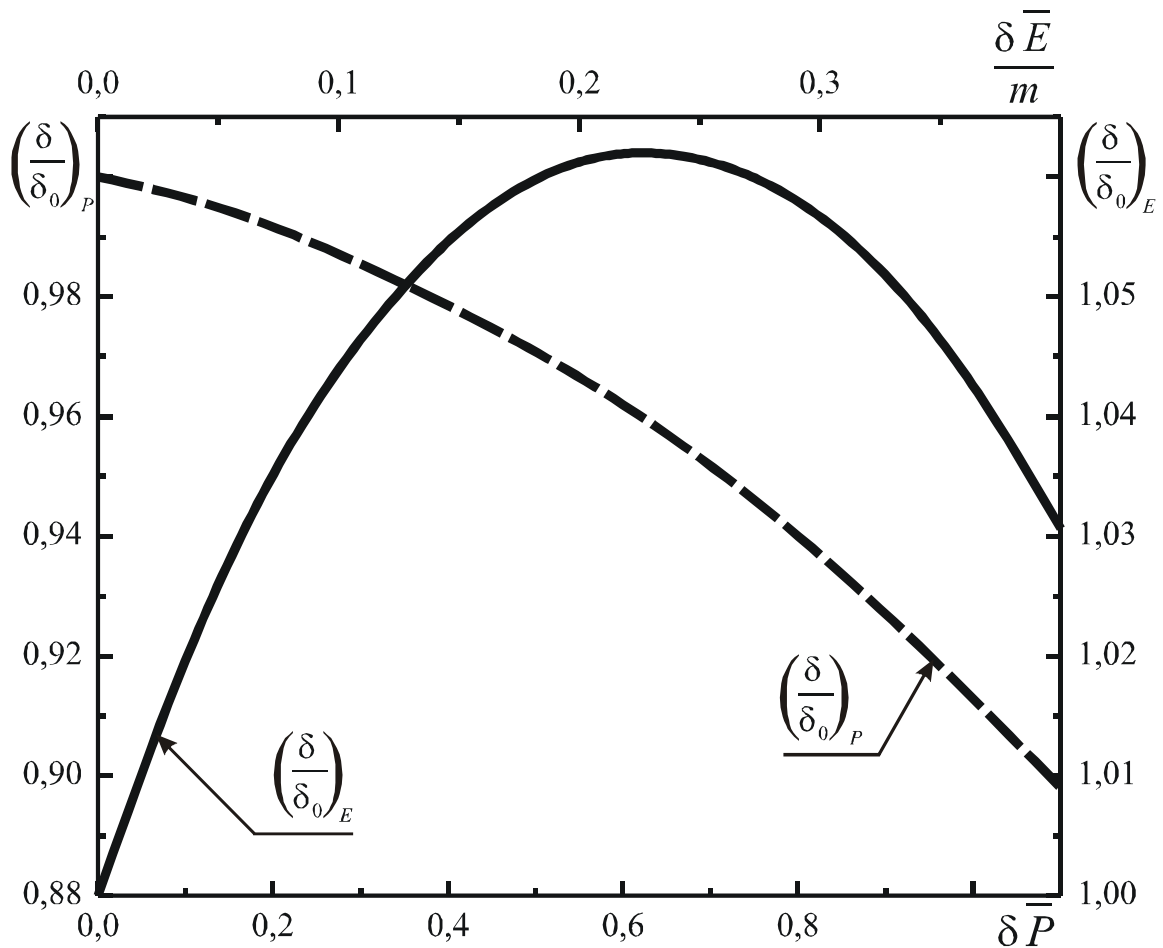


Рис. 5.5. Залежності відносних коефіцієнтів нерівномірності розподілу δ/δ_0 від $\delta \bar{P}$ і $\delta \bar{E}/m$

Крива для енергії імпульсу випромінювання зростає, проходить через максимум і потім спадає. У вказаному інтервалі $\delta \bar{E}/m$ коефіцієнт δ може збільшуватися на 6,2 %. Крива для безперервної потужності у вказаному інтервалі $\delta \bar{P}$ зменшується на 10,5 %. Аналогічні криві отримуємо і для інших пучків Гауса.

По скорегованих значеннях коефіцієнтів k_i і δ уточнюються значення коефіцієнтів c , d і f . Зі скорегованими коефіцієнтами знову розв'язується рівняння (5.28) і знаходиться уточнене значення \bar{P}'' . Можна аналогічним чином проводити наступні уточнення величини \bar{P} . Потужність пучка лазерного випромінювання виражається

$$P = 3 \frac{\bar{P}}{d_\delta} S, \quad (5.31)$$

де: d_δ – діаметр болометричних елементів; S – площа кожної решітки.

5.2.2. Оцінка випадкової похибки

Перейдемо до оцінки випадкової похибки вимірюваної падаючої на болометр середньої погонної потужності \bar{P} , викликаної випадковими похибками реєстрації сигналів болометричних елементів. Нехай коефіцієнт нерівномірності розподілу падаючої потужності буде $\delta = 4,0$, а $\bar{P} = 0,5 \text{ Вт/см}$. Кількість болометричних елементів у кожній решітці складає n .

Абсолютне СКВ виміряних сигналів болометричних елементів $\sigma_{U_{ij}}$ визначається рівнем квантування АЦП, а відносне СКВ сигналів решіток буде наступною:

$$\sigma_{\bar{U}_i,0} = \frac{\sigma_{\bar{U}_i}}{U_i} = \frac{\sigma_{U_{ij}} / \sqrt{n}}{U_i} = \frac{1}{\sqrt{n}} \frac{\sigma_{U_{ij}}}{U_i}. \quad (5.32)$$

Величина $\frac{\sigma_{U_{ij}}}{U_i}$ являє собою середнє значення відносного СКВ сигналів болометричних елементів i -ої решітки, що вимірюються, і для сучасних АЦП доволі легко може бути забезпечене значенням 10^{-3} . Будемо вважати, що ця величина не перевищуватиме наведеного значення. Тоді $\sigma_{\bar{U}_i,0} = 2,5 \times 10^{-4}$ і сигнали решіток будуть реєструватися точніше за сигнали болометричних елементів.

Для коефіцієнта нерівномірності розподілу інтенсивності випромінювання i -ої решітки дисперсія буде визначатися виразом:

$$\sigma_{\delta_i}^2 = \frac{1}{n^2} \sum_{j=1}^n \left[\left(\frac{2U_{ij}}{U_i^2} \right)^2 \sigma_{U_{ij}}^2 + \left(-\frac{2U_{ij}^2}{U_i^3} \right)^2 \sigma_{U_i}^2 \right]. \quad (5.33)$$

Якщо врахувати, що $\frac{U_{ij}}{U_i} \approx 1$, то після нескладних алгебраїчних перетворень отримуємо:

$$\sigma_{\delta_i} = 2\sqrt{\frac{n+1}{n}}\sigma_{\bar{U}_{i0}} = 5 \times 10^{-4}, \quad (5.34)$$

а відносно СКВ коефіцієнта δ при умові, що $\delta_1 \approx \delta_2 \approx \delta_3 \approx \delta_i$, набере вигляду:

$$\sigma_{\delta_0} = \frac{2\sigma_{\delta_i}}{\delta} = 2,5 \times 10^{-4}. \quad (5.35)$$

Відносно СКВ $\sigma_{K_{i0}}$ величини k_i знаходиться за виразом (5.29) і буде визначатися:

$$\sigma_{K_{i0}}^2 = \left(\frac{K_D}{k_i} \frac{\partial k_i}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_{D0}}^2 + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{U_i}{k_i} \frac{\partial k_i}{\partial U_i} \right)^2 \sigma_{U_{i0}}^2. \quad (5.36)$$

Після нескладних обчислень маємо значення $\sigma_{k_{i0}} = 0,37 \times 10^{-3}$.

Перейдемо до оцінки відносного СКВ $\sigma_{\bar{P}_0}$ падаючої погонної середньої потужності \bar{P} на болометричні елементи. Величина \bar{P} задовольняє рівнянню (5.28) і $\sigma_{\bar{P}_0}$ буде визначатися коефіцієнтами U_Σ, c, d, f і їхніми відносними СКВ. Можна записати:

$$\sigma_{\bar{P}_0}^2 = \left(\frac{U_\Sigma}{\bar{P}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial U_\Sigma} \right)^2 \sigma_{U_{\Sigma_0}}^2 + \left(\frac{c}{\bar{P}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial c} \right)^2 \sigma_{c_0}^2 + \left(\frac{d}{\bar{P}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial d} \right)^2 \sigma_{d_0}^2 + \left(\frac{f}{\bar{P}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial f} \right)^2 \sigma_{f_0}^2, \quad (5.37)$$

де $\sigma_{U_{\Sigma_0}}, \sigma_{c_0}, \sigma_{d_0}, \sigma_{f_0}$ – відносні СКВ відповідних величин. Частинні похідні \bar{P} від коефіцієнтів будемо отримувати у результаті диференціювання неявної функції у вигляді рівняння (5.28) за виразом, наприклад, для коефіцієнта c ,

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial c} = - \frac{\partial M(\bar{P}) / \partial c}{\partial M(\bar{P}) / \partial \bar{P}} = - \frac{\bar{P}}{c + 2d\bar{P} + 3f\bar{P}^2} \quad (5.38)$$

і аналогічним чином для інших коефіцієнтів. Відносні СКВ коефіцієнтів будуть визначатися своїми виразами у формулі (5.28), і їх оцінки будуть:

$$\sigma_{U_{\Sigma_o}}^2 \approx \sigma_{U_{i_o}}^2 + \sigma_{\eta_o}^2 \approx \sigma_{\eta_o}^2 = 10^{-4};$$

$$\sigma_{c_o}^2 = \left(\frac{K_D}{c} \frac{\partial c}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_{D_o}}^2 \approx 4 \times 10^{-8};$$

$$\sigma_{d_o}^2 = \sigma_{a_o}^2 + \sigma_{\delta_o}^2 + 4\sigma_{U_{i_o}}^2 \approx 25 \times 10^{-4};$$

$$\sigma_{f_o}^2 = \sigma_{b_o}^2 + 4\sigma_{\delta_o}^2 + 9\sigma_{U_{i_o}}^2 \approx 36 \times 10^{-4}.$$

Підставляючи для обраних параметрів випромінювання значення коефіцієнтів, їх відносних СКВ і частинних похідних, отримуємо відносне СКВ середньої падаючої погонної потужності $\sigma_{\bar{P}_o} = 0,53\%$. Відносне СКВ повної потужності пучка лазера, у відповідності з виразом (5.31) буде визначатися виразом:

$$\sigma_{P_o} = \left(\sigma_{\bar{P}_o}^2 + \sigma_{d\delta_o}^2 + \sigma_{S_o}^2 \right)^{1/2} \approx \sigma_{\bar{P}_o} = 0,53\%. \quad (5.39)$$

Основний внесок у відносне СКВ σ_{P_o} дає відносне СКВ коефіцієнта перетворення σ_{η_o} . Для вимірювання енергії імпульсу лазера на основі роботи [185] відносне СКВ середньої питомої погонної енергії $\sigma_{\frac{\bar{E}_o}{m}}$ не буде перевищувати 0,2%. Відносне СКВ повної потужності або енергії імпульсу лазера буде аналогічним, тому що відносні СКВ площі решітки, діаметра болометра і його погонної маси будуть значно менше $\sigma_{\bar{P}_o}$ і $\sigma_{\frac{\bar{E}_o}{m}}$.

Таким чином, обґрунтований метод вимірювання безперервної потужності і енергії імпульсу лазерного випромінювання трьома профільними болометричними решітками з виключенням домінуючої похибки за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометра. Проведено аналіз похибок отриманих результатів вимірювань.

5.3. Оцінка систематичних похибок абсолютних вимірювань решітковими болометричними вимірювачами енергетичних параметрів лазерного випромінювання

Проведемо аналіз основних систематичних похибок на прикладі профільного дворешіткового платиного болометра для випадку, коли він працює у лінійному режимі, тобто відносна зміна його опору пропорційна поглиненій ним оптичній енергії.

При вимірюванні енергії імпульсу теплова постійна часу болометра має бути набагато більшою за тривалість оптичного імпульсу, за цих умов максимальний приріст опору болометра під дією випромінювання буде пропорційний поглиненій ним енергії.

Для оцінки систематичних похибок був проведений експеримент. Експериментальні дослідження болометричного вимірювача проводились на установці, блок-схема якої наведена на рис 5.6, де 1 – неодимовий лазер ГОС-1001, генеруючий у режимі вільної генерації імпульс тривалістю близько 0,8 мс на довжині хвилі 1,06 мкм; 2 – плоско-паралельна пластинка зі скла К-8, розміщена під кутом Брюстера до падаючого на неї випромінювання, так що відбите від неї випромінювання має вертикальну лінійну поляризацію; 3 – профільний дворешітковий болометричний вимірювач, з якого сигнали поступають на 32-канальний аналого-цифровий перетворювач (АЦП) типу ЛА-2USB-14 під номером 4, а з нього на комп'ютер 5; 6 і 7 – поглинаючі калориметри.

Профільний болометр являє собою дві решітки з постійним періодом $\chi = 4 \text{ мм}$ з платинової дротинки діаметром близько 10 мкм (рис 5.7). Болометричні елементи решіток розміщені в близьких перерізах оптичного пучка і взаємоперпендикулярні один до одного. Довжина кожного болометричного елемента складає 80 мм, а опір – близько 100 Ом. Діаметр вхідної апертури – 65 мм. Діаметр оптичного променя – близько 45 мм.

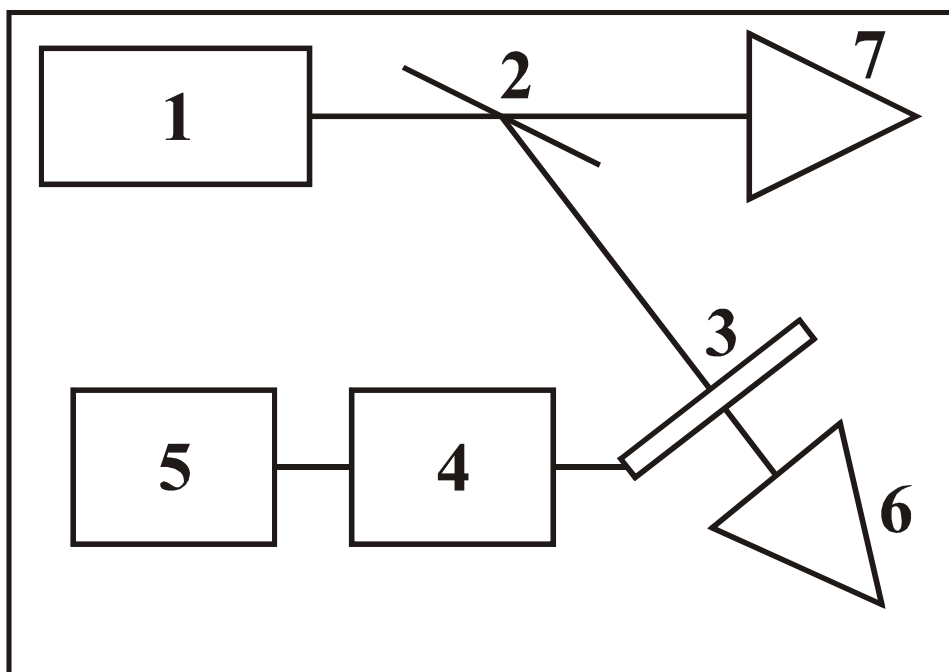


Рис. 5.6. Блок-схема експериментальної установки

На болометричні елементи подавалася напруга зсуву через навантажувальні опори, які перевищували мінімум на порядок опори болометричних елементів. Сигнали болометричних елементів реєструвалися швидкодіючим АЦП і поступали до комп'ютера. На комп'ютері можна подивитися сигнал з кожного болометра, який реєструється у цифровій формі (рис 5.8). Випромінювання, що пройшло крізь решітки вимірювалося калориметром 6. Вхідний опір каналів АЦП перевищував 1 МОм.

АЦП реєстрував початкову напругу зсуву на кожному болометричному елементі U_{oi} і максимальну напругу на ньому U_i під дією імпульсу випромінювання. Сигналами болометричних елементів будуть величини

$$e_i = \frac{U_i - U_{oi}}{U_{oi}}, \quad i = 1, 2, \dots, 32, \quad (5.40)$$

які є відносними приростами їх початкових опорів. Ці сигнали не залежать від розкидів навантажувальних опорів, вхідних опорів і розкидів чутливості каналів АЦП. Початкові опори болометричних елементів R_{oi} попередньо вимірювались і по них визначались абсолютні прирости опорів болометричних елементів.

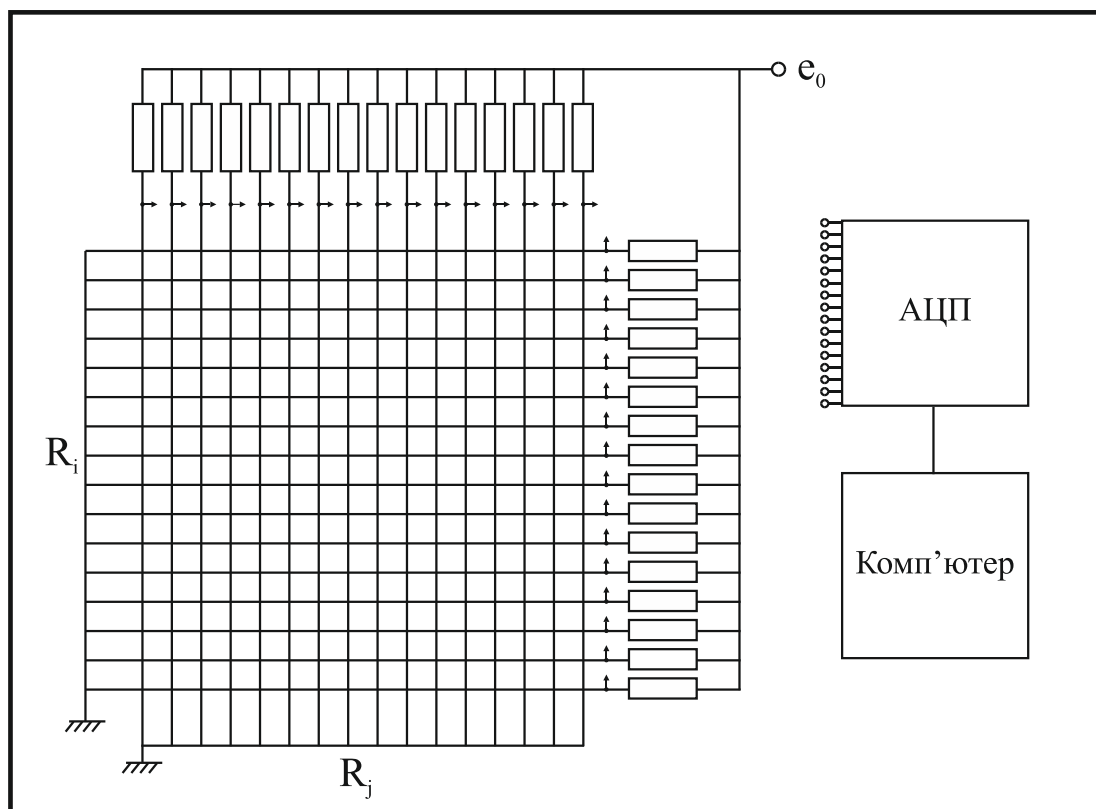


Рис. 5.7. Структурна схема вимірювальної установки

Якщо болометричні елементи однієї решітки розміщуються вертикально, а іншої – горизонтально, то у першій коефіцієнт теплообміну болометрів з навколишнім середовищем буде меншим, тому що нагріте від болометрів повітря буде підійматися вгору, а у іншій – більшим, тому що нагріте повітря буде одразу підійматися вгору, не підігріваючи додатково болометри. Коефіцієнти теплообміну і погонна теплоємність болометрів визначають теплові постійні часу болометрів вертикальних $\bar{\tau}_v$ і горизонтальних $\bar{\tau}_z$, а вони дають систематичні похибки досягнення максимумів сигналів, що реєструються, по відношенню до тривалості оптичного імпульсу t_i у вигляді

$$\theta_{v,z} = \frac{1}{2} \frac{t_i}{\bar{\tau}_{v,z}}. \quad (5.41)$$

Тривалість оптичного імпульсу t_i легко визначається за часом досягнення максимуму сигналу болометрів, а теплові постійні часу $\bar{\tau}_{v,z}$ – за сумарними сигналами охолодження болометрів решіток.

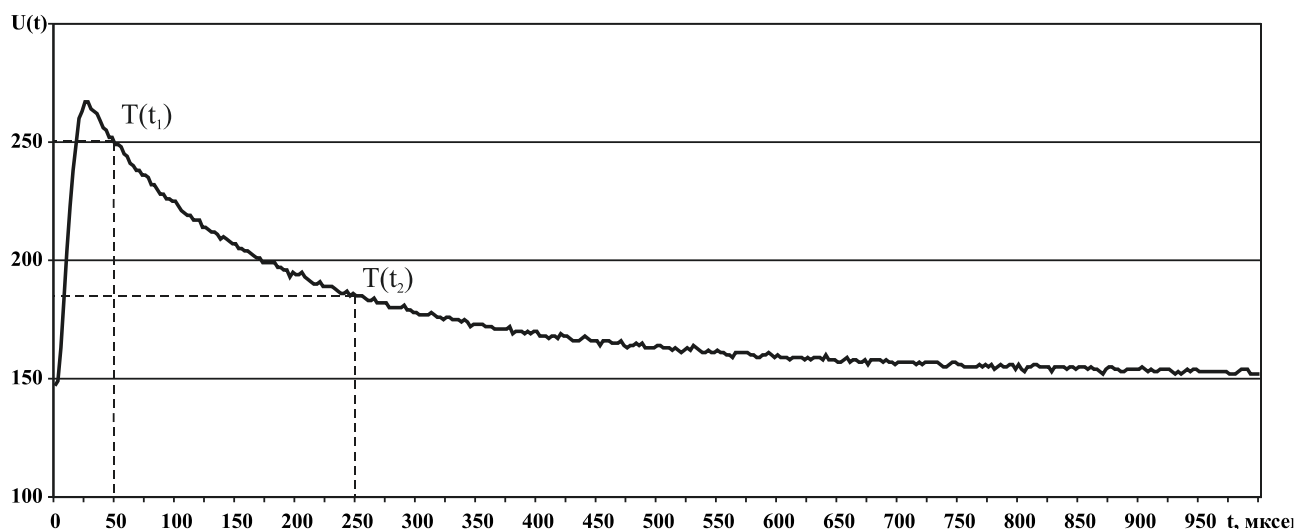


Рис. 5.8. Сигнал з одного болометричного елемента

Аналіз флуктуацій діаметрів болометричних елементів приводить до наступного. Якщо діаметр більше деякого середнього значення \bar{d} , то на болометр буде падати більше оптичної енергії, так як вона пропорційна діаметра, а приріст температури нагріву і опору буде меншим, тому що теплоємність болометра і його опір пропорційні квадрату діаметра. І виникає зворотній ефект, якщо діаметр болометра буде менше \bar{d} . Для вимірювання енергії використовується середній діаметр болометричних елементів решіток, тому ефекти, що розглядаються, практично повністю компенсуються.

Якщо середні діаметри болометричних елементів решіток відрізняються, то на решітку з більшим діаметром елементів буде падати більше оптичної енергії, тому необхідно враховувати дану систематичну похибку. Діаметри болометричних елементів решіток визначались за їхніми початковими опорами, довжиною і питомим опором платини. Середнє значення діаметра першої решітки склало $\bar{d}_1 = (9,635 \pm 2,4 \cdot 10^{-2})$ мкм, а для другої решітки – $\bar{d}_2 = (9,791 \pm 3,0 \cdot 10^{-2})$ мкм. Таку різницю середніх діаметрів неможливо пояснити похибками вимірювань. Відношення діаметрів буде становити:

$$\frac{\bar{d}_2}{\bar{d}_1} = 1,0162. \quad (5.42)$$

Відношення середніх діаметрів болометрів решіток можна визначити через суми початкових опорів болометрів:

$$\frac{\bar{d}_2}{\bar{d}_1} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{16} R_{oi}}{\sum_{i=1}^{16} R_{oi}}} = \sqrt{\frac{1857,4}{1798,7}} = 1,0162. \quad (5.43)$$

Як бачимо, відношення середніх діаметрів болометрів решіток за обома методиками співпадають, і на другу решітку енергії падає у стільки ж разів більше.

Теплова постійна часу болометра визначається виразом:

$$\tau = \frac{mc}{\gamma}, \quad (5.44)$$

де: m – погонна маса болометра; c – питома теплоємність платини; γ – погонний коефіцієнт теплообміну болометра з навколишнім середовищем. Через те, що величина τ може флюктувати від елемента до елемента болометричної решітки, її необхідно визначати за сумарним сигналом кожної решітки і вводити систематичні поправки для відповідних решіток.

На другу решітку зі входу оптичного випромінювання енергії буде падати дещо менше, тому що перша решітка частково її екранує. Цю систематичну похибку легко оцінити по відношенню середнього діаметра болометрів першої решітки \bar{d}_1 до середнього періоду її елементів χ , тобто

$$\theta = -\frac{\bar{d}_1}{\chi}. \quad (5.45)$$

Ця похибка у випадку, що розглядається, доволі мала $\theta \sim -0,25\%$.

Перейдемо до визначення енергії імпульсу лазера з урахуванням розглянутих систематичних похибок. Основним виразом є сума сигналів ідентичних решіток

$$e_1 + e_2 = \eta_0 (1 + K_D) \frac{\bar{E}}{m}, \quad (5.46)$$

$$\text{де } e_1 = \frac{\sum_{i=1}^{16} \Delta R_{oi}}{\sum_{i=1}^{16} R_{oi}} = \frac{\Delta R_1}{R_{10}}, \text{ а } e_2 = \frac{\sum_{j=1}^{16} \Delta R_{oj}}{\sum_{j=1}^{16} R_{oj}} = \frac{\Delta R_2}{R_{20}}, \Delta R_{oi} \text{ і } R_{oi} - \text{ приріст і початковий опір}$$

і-го болометричного елемента; ΔR_{oj} і R_{oj} - приріст і початковий опір j-го болометричного елемента; ΔR_1 , R_{10} , ΔR_2 , R_{20} - сумарні прирости і сумарні початкові опори болометричних елементів першої і другої решіток. \bar{E} - середня погонна падаюча енергія на болометри; \bar{m} - середня погонна маса болометрів; $\eta_0 = \frac{\alpha_0 q_0}{c_0}$ - коефіцієнт перетворення болометрів.

Введемо поправочні множники до сигналів решіток за рахунок різних теплових постійних часу болометричних елементів, а для другої решітки для вирівнювання падаючої енергії на решітки зменшимо сигнал у співвідношення середніх діаметрів болометричних елементів решіток та врахуємо екранування її першою решіткою. Тоді середня погонна падаюча енергія буде наступною:

$$\frac{\bar{E}}{\bar{m}} = \frac{1}{\eta_0 (1 + K_D)} \left[\frac{\Delta R_1}{R_{10}} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{t_i}{\tau_1} \right) + \frac{\bar{d}_1}{\bar{d}_2} \frac{\Delta R_2}{R_{20}} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{t_i}{\tau_2} \right) \left(1 + \frac{\bar{d}_1}{x} \right) \right]. \quad (5.47)$$

Середнє значення величини $\frac{\bar{m}}{\bar{d}}$ для обох решіток буде складати:

$$\frac{\bar{m}}{\bar{d}} = \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{m}_1}{\bar{d}_1} + \frac{\bar{m}_2}{\bar{d}_2} \right). \quad (5.48)$$

Для площі кожної решітки S повна енергія оптичного імпульсу буде:

$$E = \frac{1}{2} \left(\frac{\bar{E}}{\bar{m}} \right) \frac{\bar{m}}{\bar{d}} S. \quad (5.49)$$

Болометри даного профільного перетворювача мають наступні параметри: $\alpha_0 = 3,92 \cdot 10^{-3}$ град⁻¹; $q_0 = 0,186$; $c_0 = 0,1323$ Дж/г·град і $\eta_0 = 5,56 \cdot 10^{-3}$ г/Дж. Коефіцієнт дихроїзму $K_D = 1,572$. Значення коефіцієнтів $t_i/\tau_1 = 0,08$ і $t_i/\tau_2 = 0,12$. Результати вимірювань після дії імпульсу лазера з вертикальною лінійною поляризацією, паралельною болометричним елементам першої решітки, мають

значення $\epsilon_1=0,1151$ і $\epsilon_2=0,1813$. Розраховане за виразами (5.47)-(5.49) значення енергії імпульсу лазера склало 18,9 Дж, а вимірювана енергія калориметром склала 18,7 Дж.

Введення поправочних множників у результати вимірювань виключає систематичні похибки величини $\frac{\bar{E}}{m}$, яка визначається.

Оцінимо тепер випадкову похибку цієї величини в лінійному режимі. Вираз (5.47) можна представити у вигляді двох множників: перший – до квадратної дужки і другий – вираз у квадратних дужках. Вираз у квадратних дужках має мале відносне СКВ, тому що у ньому стоять початкові опори решіток і за приростами, які реєструються з відносним СКВ $< 10^{-3}$. Тому основний внесок у відносне СКВ величини $\frac{\bar{E}}{m}$ буде давати перший множник, і вираз матиме такий вигляд:

$$\sigma_{\frac{\bar{E}}{m}}^2 = \sigma_{\alpha_0}^2 + \sigma_{q_0}^2 + \sigma_{c_0}^2 + \frac{K_D^2}{(1+K_D)^2} \sigma_{K_D}^2, \quad (5.50)$$

де $\sigma_{\alpha_0}, \sigma_{q_0}, \sigma_{c_0}, i \sigma_{K_D}$ – відносні СКВ величин α_0, q_0, c_0 і K_D . Величинами $\sigma_{\alpha_0}, \sigma_{c_0}, i \sigma_{K_D}$ можна знехтувати за рахунок їх малості у порівнянні з σ_{q_0} . Остаточно ми отримуємо:

$$\sigma_{\frac{\bar{E}}{m}} = \sigma_{q_0} \approx 0,8\%. \quad (5.51)$$

Основний внесок у відносне СКВ $\sigma_{\frac{\bar{E}}{m}}$ дає відносне СКВ σ_{q_0} вимірюваного фактора ефективності поглинання болометра q_0 для Е-поляризованого випромінювання.

Відносне СКВ величини E буде таким:

$$\sigma_E^2 = \sigma_{\frac{\bar{E}}{m}}^2 + \sigma_d^2 + \sigma_\rho^2 + \sigma_S^2, \quad (5.52)$$

де $\sigma_d, \sigma_\rho, \sigma_S$ – відносні СКВ середнього діаметра \bar{d} , питомої щільності платини ρ і площі решітки S . Отримуємо відносне СКВ вимірюваної енергії імпульсу лазера

$$\sigma_E = \left(\sigma_{E/m}^2 + \sigma_d^2 + \sigma_\rho^2 + \sigma_s^2 \right)^{\frac{1}{2}} \approx \left(0,8\%^2 + 0,3\%^2 + 0,1\%^2 + 0,15\%^2 \right)^{\frac{1}{2}} \approx 0,87 \cdot 10^{-3}.$$

Параметри оптичного пучка (поляризаційні коефіцієнти взаємодії випромінювання з болометрами, коефіцієнти нерівномірності розподілу інтенсивності по площі вхідної апертури решітки, профільні розподіли інтенсивності вздовж координатних осей, координати енергетичного центру пучка випромінювання, середнього квадратичного радіуса пучка і діаметра пучка з заданою часткою інтенсивності випромінювання) визначаються тільки профільними сигналами решіток, які вимірюються з доволі малою похибкою. Тому перелічені параметри визначаються також з доволі малою похибкою.

Таким чином, створений профільний решітковий тонкодротяний платиновий болометр, який дозволяє проводити абсолютні вимірювання енергії імпульсу лазерного випромінювання з відносним СКВ 0,87 % в лінійному режимі роботи для невисоких енергій імпульсу лазерного випромінювання і з відносним СКВ 1,6 % при вимірюванні високих енергій імпульсу, коли болометр працює в нелінійному режимі. Даний тип болометра з успіхом може бути використаний для абсолютних вимірювань безперервної потужності, для нього не існує обмежень на максимальний розмір вхідної апертури, він може бути використаний для інтенсивного лазерного випромінювання і в широкому спектральному діапазоні.

5.4. Висновки до розділу 5

1. Створені вимірювальні перетворювачі у вигляді дворешіткових тонкодротяних болометрів енергії імпульсу і безперервної потужності лазерного випромінювання в абсолютних величинах. Запропоновані і обґрунтовані методики виключення систематичних похибок вимірювання параметрів випромінювання за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометра. Показано, що відносне СКВ вимірюваної середньої погонної питомої енергії в основному визначається відносним

СКВ вимірювання фактора ефективності поглинання σ_{q_0} . Відносне СКВ вимірювання повної енергії пучка лазера становить $\sigma_E = 1,6 \cdot 10^{-2}$.

2. Запропонований метод визначення характеристики перетворення, в якому по профільних сигналах платинових болометричних елементів і відомих початковому і нормованому коефіцієнтах перетворення болометрів знаходять початкові наближення поляризаційних коефіцієнтів взаємодії випромінювання з решітками, коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності і власне значення енергетичного параметра. Показано, що послідовними наближеннями зі вказаних параметрів можна виключити систематичні похибки за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометрів. Розраховане значення енергії імпульсу лазера 18,9 Дж, і вимірювана енергія калориметром складала 18,7 Дж.
3. Проведений аналіз випадкової і систематичної похибки результату вимірювань енергетичних параметрів дво- і трирешітковими болометрами. Показано, що створений профільний решітковий тонкодротяний платиновий болометр дозволяє проводити абсолютні вимірювання енергії імпульсу лазерного випромінювання з відносним СКВ 0,87 % в лінійному режимі роботи для невисоких енергій імпульсу лазерного випромінювання і з відносним СКВ 1,6 % при вимірюванні високих енергій імпульсу, коли болометр працює в нелінійному режимі.

Результати досліджень даного розділу наведено в таких публікаціях:

1. Profile thin-wire bolometer of laser pulse energy / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, I. A. Priz, V. P. Balkashin, P. Kohns // Telecommunications and Radio Engineering. – 2007. – Vol. 66, № 10. – P. 907-913.
2. Pogorelov S. V. Measurements of intense and wide-aperture laser radiation parameters with thinwire bolometers / S. V. Pogorelov // Advanced Lasers, Volume 193 of the series Springer Series in Optical Sciences. – 2015. – Vol. 193, Chapter 12. – P. 183-197.

3. Профильный болометр параметров лазерного излучения / С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз, И. В. Красовский // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна №1038. Серія «Радіофізика та електроніка». – 2012. – Вип. 21. – С. 73-76.
4. Погорелов С. В. Измерение энергетических параметров лазерного излучения трехрешеточным тонкопроволочным болометром / С. В. Погорелов // East European Journal of Physics. – 2014. – Vol. 1, № 2. – P. 73-79.
5. Пат. № 79796 Україна, МПК G 01 R 35/00, G 01 J 5/20. Спосіб абсолютного калібрування профільного тонкодротяного болометру енергії імпульсу лазера у довгохвильовому діапазоні / Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Похілько С. М., Коонс П.; заявник та власник патенту Національний фармацевтичний університет. – № а 2005 00111 ; заявл. 04.01.05 ; опубл. 25.07.07, Бюл. № 11.
6. Kuzmichov V. M. Power and energy measurement of laser pulse radiation with three profile bolometric gratings / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2005 2-nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Yalta, Crimea, Ukraine, September 12-17, 2005. – Vol. 2. – P. 272-275.
7. Profile bolometer of laser radiation parameters / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz, I. I. Kozlov, P. Kohns // Proceedings of LFNМ 2006 8-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 29 June - 1 July, 2006. – P. 237-240.
8. Profile thin-wire bolometer of laser pulse energy / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2008 4-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Alushta, Crimea, Ukraine, September 29 - October 4, 2008. – P. 343-347.

9. Pogorelov S. V. Absolute calibration of profile thin-wire bolometric gauge of laser pulse energy / S. V. Pogorelov // Proceedings of CAOL'2013 6-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Sudak, Crimea, Ukraine, 9-13 September, 2013. – P. 334-336.

РОЗДІЛ 6

ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ПОТУЖНОГО І СФОКУСОВАНОГО ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

6.1. Вимірювання мікрометрових діаметрів сфокусованого лазерного випромінювання тонкодротяним болометром

При вимірюванні параметрів сфокусованого лазерного випромінювання виникають певні труднощі. Так для вимірювання використовуються різні скануючі системи: скануючий ніж, порожня голка [250, 251]. Для обґрунтування можливості використання тонкодротяного скануючого болометра для вимірювання параметрів фокальної плями були проведені експерименти. Використовувався тонкодротяний платиновий болометр діаметром 3 мкм і довжиною 8,4 мм. В якості джерела випромінювання використовувався одномодовий лазер ЛГН-302 з довжиною хвилі 0,63 мкм, який генерує на двох стабілізованих близьких частотах зі взаємоперпендикулярним напрямком лінійних поляризацій. Поляризаторами було обрано одну з двох лінійних поляризацій випромінювання. Одночасно з частотою стабілізувалася і вихідна потужність випромінювання. Діаметр вихідного випромінювання лазера складав близько 1 мм.

Блок-схема експериментальної установки наведена на рис 6.1. Фокусуєчий пристрій являє собою ахроматичний об'єктив мікроскопа з фокусною відстанню 6,0 мм. Робочий болометр R_6 і компенсаційний $R_{6к}$, практично ідентичні, розміщувалися на пластині з текстоліту з отворами і механічно закріплювалися на електромагнітному пристрої, переміщення якого забезпечувалось подачею пилкоподібної напруги від генератора Г6-28. Швидкість і рівномірність її переміщення попередньо визначалися з використанням мікроскопа і штрихових мір довжини. Переміщення робочого болометра відбувалося у перерізі оптичного пучка. Після фокусуєчого пристрою оптичне випромінювання входило у повітряну камеру, яка запобігала

виникненню суттєвих нерегулярних потоків повітря і зменшувала флуктуації теплообміну болометра з навколишнім середовищем.

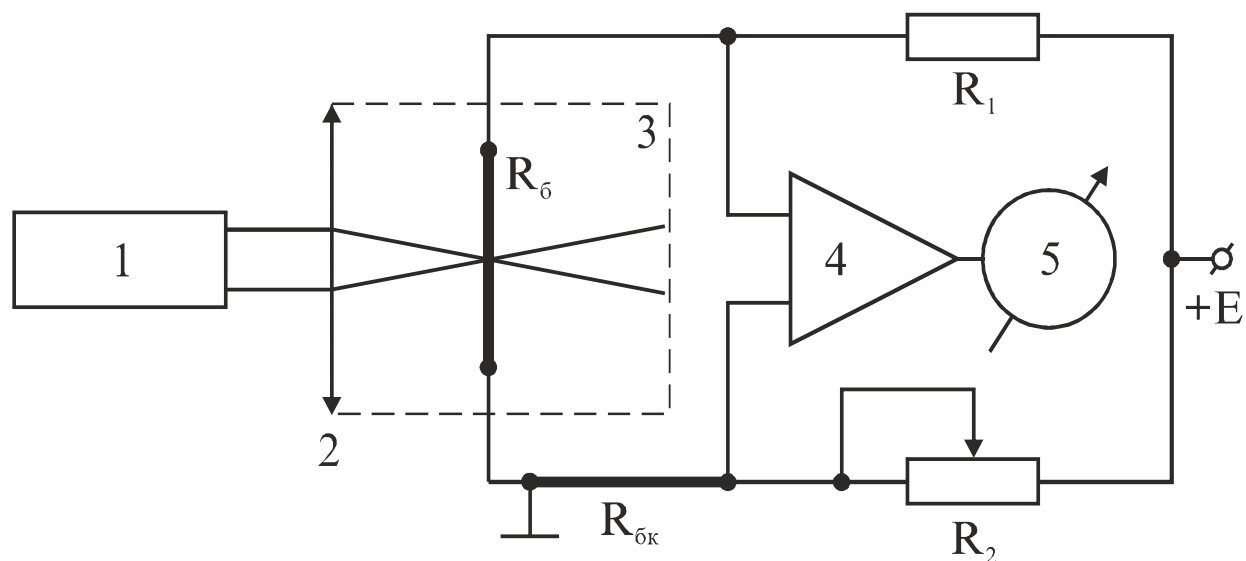


Рис. 6.1. Структурна схема експериментальної установки. 1. – Лазер ЛГН-302; 2. – фокусуєчий пристрій; 3. – повітряна камера; 4. – підсилювач; 5. – самописець КСП-4

Зміна опору болометра реєструвалася мостовою схемою, до якої входили опори R_b , R_{bk} , R_1 і R_2 . В робочому режимі опори R_b і R_{bk} мали близько 80 Ом, опори R_1 і R_2 складали по 10^3 Ом, щоб забезпечити лінійність роботи мостової схеми. Напруга діагоналі моста подавалася на підсилювач постійного струму і на його виході реєструвалася самописцем КСП-4. Чутливість мостової схеми по реєстрації зміни опору R_b калібрувалася зменшенням опору R_2 , відносна зміна якого дорівнювала відносному збільшенню опору R_b .

Були виконані записи профільних розподілів фокальної плями лазерного випромінювання для лінійної поляризації випромінювання, паралельної осі болометра, тобто Е-поляризованого випромінювання, і перпендикулярної до осі болометра, тобто Н-поляризованого випромінювання. Ці записи наведені на рис 6.2. Там же наведена калібрувальна зміна відносного приросту опору болометра $\Delta R_b/R_b=0,001$. Постійна часу болометра в таких умовах складає близько 1 мс. Час запису кожної кривої складає близько 20 с, тому постійна часу болометра не спотворює форму профільного розподілу випромінювання, що

реєструється. Відносний приріст опору болометра в максимумі вихідного сигналу для Н-поляризованого випромінювання складає 0,0022, що відповідає збільшенню середньої температури болометра $\bar{T} = 0,55^\circ \text{C}$.

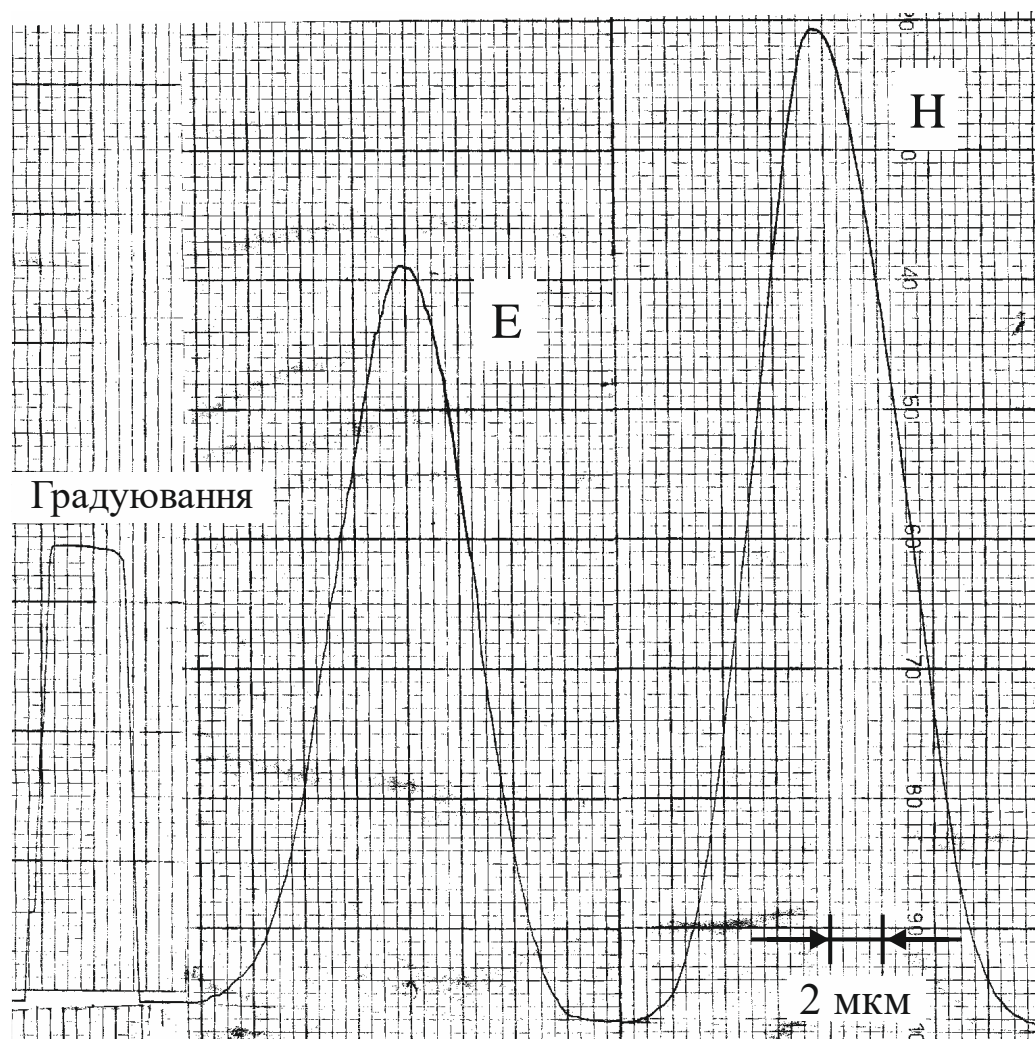


Рис. 6.2. Записи профільних розподілів для Е- і Н-поляризацій випромінювання і рівня калібрування системи реєстрації

Для оцінки збільшення температури в центрі болометра було розв'язане рівняння теплопровідності з постійними коефіцієнтами і розподілом Гауса джерел тепла з нормованим до напівдовжини болометра середнім квадратичним відхиленням σ_{p_0} [181]. Величина σ_{p_0} пов'язана з абсолютним середнім квадратичним радіусом (СКР) пучка Гауса r і напівдовжиною болометра l співвідношенням $\sigma_{p_0} = r/l$. Погонний коефіцієнт теплообміну болометра з зовнішнім середовищем брався $\gamma = 3 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/см} \cdot \text{град}$, що відповідає

нормальним умовам. На рис 6.3 наведена залежність відношення максимальної температури нагріву в центрі болометра T_{\max} до середньої температури його нагріву \bar{T} в залежності від σ_{P_0} . Там же наведена залежність відношення нормованого СКВ обчисленого розподілу температури до нормованого СКВ розподілу джерел тепла $\sigma_{T_0}/\sigma_{P_0}$ від значення σ_{P_0} . Ця залежність показує, що температурний розподіл за рахунок розтікання теплової енергії через теплопровідність матеріалу болометра більш широкий, ніж розподіл падаючої інтенсивності випромінювання.

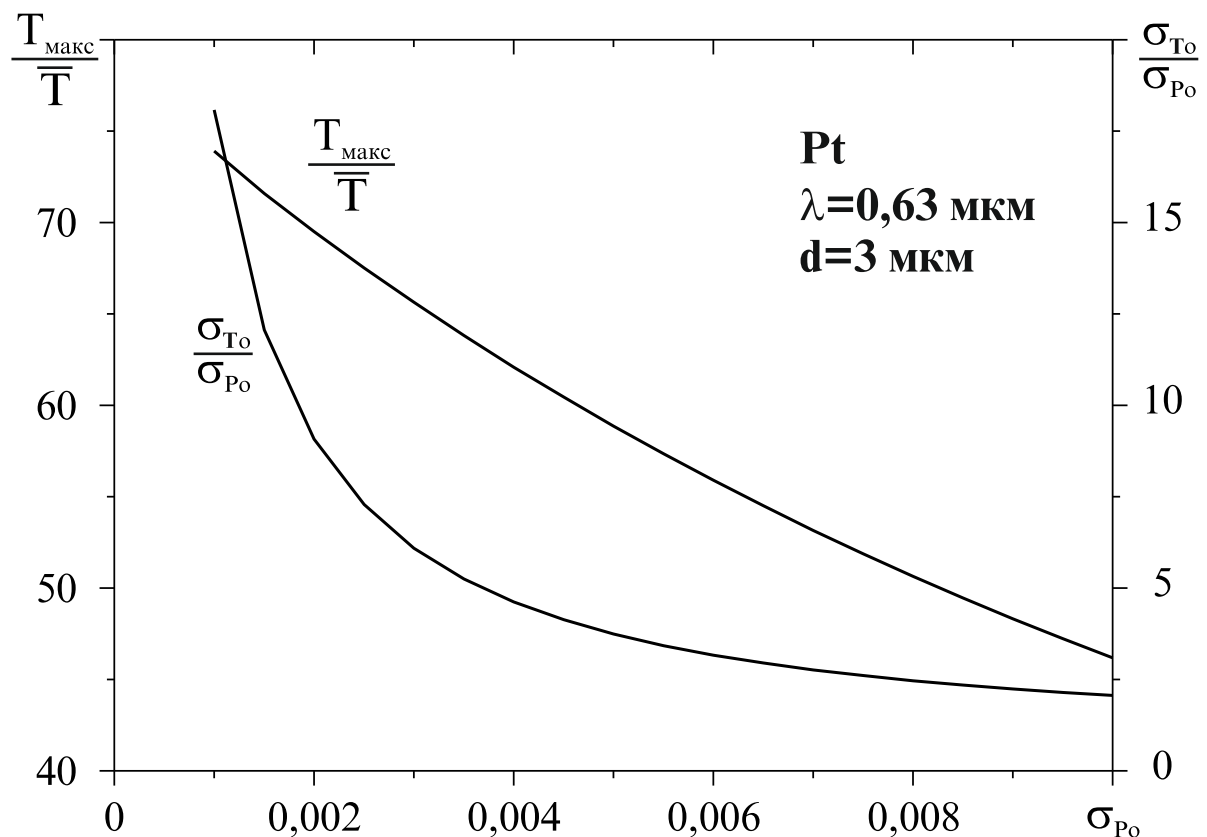


Рис. 6.3. Залежності відношень T_{\max}/\bar{T} і $\sigma_{T_0}/\sigma_{P_0}$ від значення σ_{P_0} .

Значення СКР пучків для Е- і Н-поляризованого випромінювання розраховувались за відповідними записами самописця та співвідношенням:

$$\left(r_{\text{изм}}^{E,H}\right)^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \left(x_i^{E,H} - \bar{x}^{E,H}\right)^2 U_i^{E,H}}{\sum_{i=1}^n U_i^{E,H}}, \quad 6.1$$

де: $x_i^{E,H}$ – координати профільного розподілу для відповідних поляризацій випромінювання; $\bar{x}^{E,H}$ – координата енергетичного центру випромінювання; $U_i^{E,H}$ – сигнали болометра для відповідних координат. На наведених записах профільних розподілів випромінювання переміщення болометра на 1 мкм відповідає довжині двох клітинок протяжки стрічки самописця. Отримані значення СКР пучків дорівнюють $r_{вим}^E = 2,35$ мкм і $r_{вим}^H = 2,44$ мкм, відповідно. Значення $\sigma_{Po}^H = 5,8 \cdot 10^{-3}$ і для нього, у відповідності до графіка на рис 6.3, відношення $T_{макс}/\bar{T}$ буде дорівнювати 55, а температура $T_{макс} \approx 30,3^\circ\text{C}$. Значення \bar{T} і $T_{макс}$ є невеликими, тому можна вважати, що болометр працює у лінійному режимі.

Так як відношення діаметра болометра d до довжини хвилі випромінювання $\lambda > 1$, розгляд взаємодії випромінювання з таким циліндричним болометром можна проводити у наближенні геометричної оптики. Як виходить з роботи [221] вимірний тонкодротяним болометром СКР пучка Гауса буде мати систематичну похибку в залежності від відношення його діаметра d до СКР пучка $r^{E,H}$. У відповідності до цієї роботи для $\lambda = 0,63$ мкм і комплексного показника заломлення платини $m = 2,48 - i \cdot 3,37$ були обчислені вказані залежності, наведені на рис 6.4.

Ці залежності показують, що систематичні похибки вимірювань СКР оптичних пучків доволі швидко зростають зі збільшенням відношення $d/r^{E,H}$, причому $r_{вим}^H$ зростає швидше, ніж $r_{вим}^E$. У відповідності до цих залежностей вимірне значення $r_{вим}^E$ має систематичну похибку +15 %, а $r_{вим}^H$ – +22 %. Після виключення з результатів вимірювань знайдених систематичних похибок вони остаточно набувають значення $r^E = 2,04$ мкм і $r^H = 2,00$ мкм. Систематична похибка дрейфу індикаторної системи виключалася при оцифруванні знятих профільних розподілів.

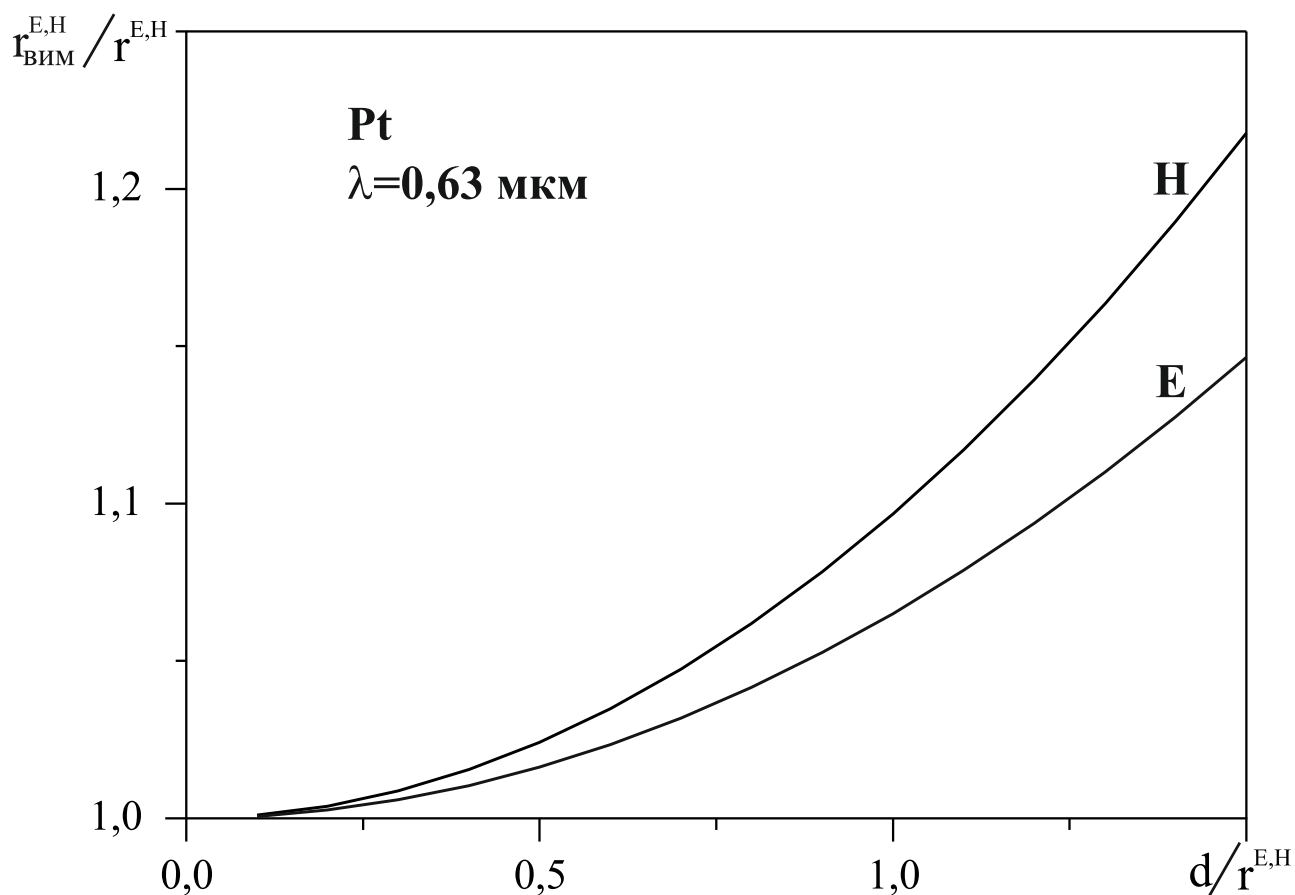


Рис. 6.4 Залежності відношень зареєстрованих СКР пучків до відповідних їм дійсних СКР від відношення діаметра болометра до СКР пучків

Абсолютна випадкова похибка виміряних СКР оптичних пучків σ_r оцінювалася відповідно до виразу (6.1), і для відстані між сусідніми вимірюваннями $\Delta x = 0,5$ мкм, його абсолютного СКВ $\sigma_{x_i} = 0,05$ мкм і відносного СКВ середнього значення вихідного сигналу болометра $\sigma_{U_i} / \bar{U} = 0,01$ вона склала $\sigma_r = 0,014$ мкм.

Діаметр оптичного пучка D визначається у відповідності з [10] як збільшене вчетверо значення його СКР. Тому виміряні значення діаметрів оптичних пучків для Е- і Н-поляризованого випромінювання і абсолютних випадкових похибок з довірчою ймовірністю 0,95 становитимуть $D^E = (8,16 \pm 0,12)$ мкм і $D^H = (8,00 \pm 0,12)$ мкм.

Таким чином, експериментально показана можливість вимірювання діаметрів сфокусованих пучків лазерного випромінювання від десяти

мікрометрів і більше тонкодротяним платиновим болометром з діаметром, який перевищує 3 мкм. При зменшенні діаметра болометра можна експериментально досягти граничного діаметра сфокусованого лазерного пучка в оптичному діапазоні.

6.2. Вимірювання профілю пучка Гауса імпульсного лазерного випромінювання лінійними тонкодротяними болометрами

Вимірювач складається з тонкодротяних платинових болометрів, які розташовані на певній відстані від центру пучка у його поперечному перерізі паралельно один одному у вертикальному напрямку три тонкодротяних болометрів і три болометра у горизонтальному напрямку. Для забезпечення перекриття всього пучка довжина кожного болометра має бути не менше шести СКР оптичного пучка r .

Нехай центр пучка збігається з центром прямокутної системи координат XU , вертикальні болометри паралельні осі Y і мають координати x_1 , x_2 і x_3 , а відстані між ними відомі: $x_2 - x_1 = a_x$ і $x_3 - x_2 = b_x$. Кут напрямку лінійної поляризації випромінювання з вертикальною віссю системи координат дорівнює φ . Розподіл щільності енергії оптичного випромінювання $W(x,y)$ запишеться у вигляді:

$$W(x,y) = \frac{E_0}{2\pi r^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2r^2}}, \quad (6.2)$$

де E_0 – повна енергія оптичного пучка. Профільний розподіл енергії пучка для координати x буде:

$$W(x) = \int_{-3r}^{3r} W(x,y) dy \approx \int_{-\infty}^{+\infty} W(x,y) dy = \frac{E_0}{r\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2r^2}}. \quad (6.3)$$

Заміна границь інтегрування у виразі (6.3) від $-\infty$ до $+\infty$ дає систематичну похибку $\nu_l = -0,27\%$, а якщо довжина болометра буде більше br , то ця похибка буде різко зменшуватися.

Розміщення вертикальних болометрів відносно профільного розподілу $W(x)$ показано на рис 6.5.

Якщо тривалість імпульсу випромінювання значно менша за теплову постійну часу болометра, то максимальний приріст його опору, і відповідно вихідного сигналу в лінійному режимі роботи болометрів буде прямопропорційний падаючій на нього оптичній енергії. Систематична похибка за рахунок тривалості імпульсу τ буде $\nu_\tau = -\frac{1}{2} \frac{\tau}{\tau_T}$, де τ_T – теплова постійна часу

болометра. За цих умов вихідні сигнали вертикальних болометрів можна записати як:

$$U_{xi} = \eta^E \left(\cos^2 \varphi + K_D \sin^2 \varphi \right) \frac{E_0 d}{r \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x_i^2}{2r^2}}, \quad i=1,2,3, \quad (6.4)$$

де d – однаковий для всіх діаметр болометрів. Координати болометрів x_i , відстані між якими a і b відомі. Значення величин η^E і K_D визначаються при градуванні болометрів. Лінійний режим роботи болометрів обмежується нелінійністю характеристики перетворення, яка може призводити до появи систематичної похибки до $\nu_\eta \approx +4\%$ при нагріві платинових болометрів випромінюванням на 80°C . Вимірювання вихідних сигналів можна виконувати малоінерційними АЦП.

З рівності (6.4) можна скласти три відношення сигналів U_1/U_2 , U_1/U_3 і U_2/U_3 , а з них – три пари рівнянь з невідомими x_1 і r . З кожної пари рівнянь знаходиться x_{1j} і r_j^2 , де $j=1,2,3$. Значення x_{1j} будуть наступними:

$$x_{11} = \frac{a^2 - b^2 \frac{\ln(U_1/U_2)}{\ln(U_1/U_3)}}{2 \left[b \frac{\ln(U_1/U_2)}{\ln(U_1/U_3)} - a \right]}; x_{12} = \frac{a^2 - (b^2 - a^2) \frac{\ln(U_1/U_2)}{\ln(U_2/U_3)}}{2 \left[(b - a) \frac{\ln(U_1/U_2)}{\ln(U_2/U_3)} - a \right]}; \quad (6.5)$$

$$x_{13} = \frac{b^2 - (b^2 - a^2) \frac{\ln(U_1/U_3)}{\ln(U_2/U_3)}}{2 \left[(b-a) \frac{\ln(U_1/U_3)}{\ln(U_2/U_3)} - b \right]}.$$

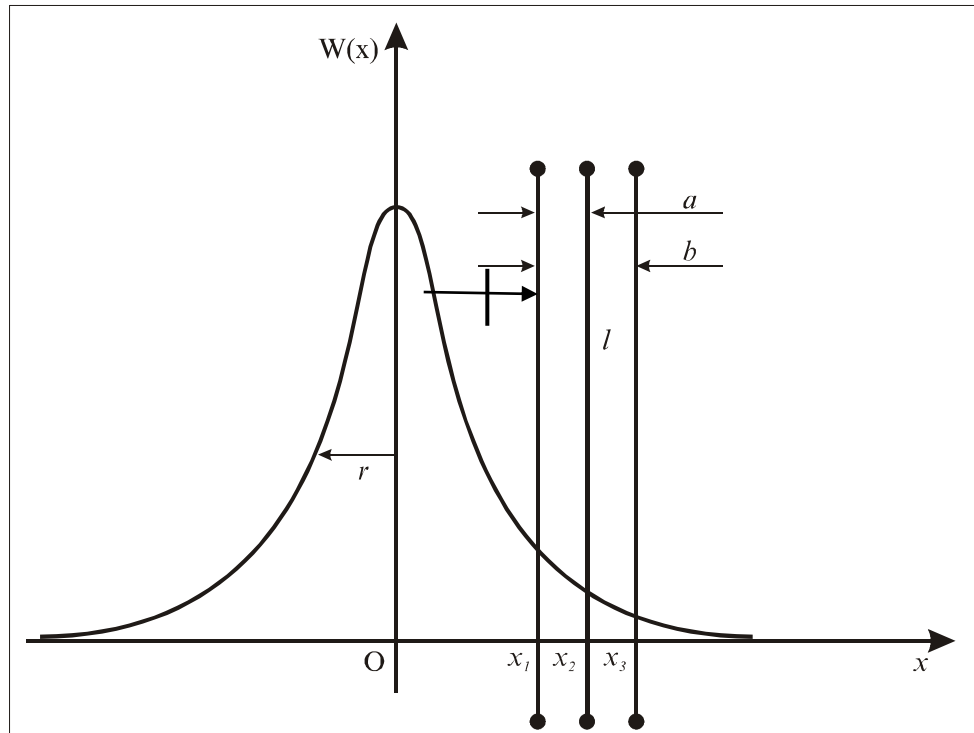


Рис. 6.5. Профільний розподіл інтенсивності лазера і розміщення болометрів вздовж осі x

Значення r_{xj}^2 знаходимо з виразу:

$$r_{x1}^2 = \frac{(2x_1 + a_x)a_x}{2 \ln(U_1/U_2)}; \quad r_{x2}^2 = \frac{(2x_1 + b_x)b_x}{2 \ln(U_1/U_3)}; \quad r_{x3}^2 = \frac{(2x_1 + a_x + b_x)(b_x - a_x)}{2 \ln(U_2/U_3)}. \quad (6.6)$$

Найбільш точними величинами x_1 і r_x будуть середні значення з результатів формул (6.5) і (6.6):

$$\bar{x}_1 = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^3 x_{1j}; \quad \bar{r}_x^2 = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^3 r_{xj}^2. \quad (6.7)$$

По сигналах горизонтальних болометрів

$$U_{yi} = \eta^E \left(\sin^2 \varphi + K_D \cos^2 \varphi \right) \frac{E_0 d}{r \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{y_i^2}{2r^2}}, \quad i=1,2,3 \quad (6.8)$$

і аналогічних виразах (6.5) і (6.6), в яких використовуються відомі відстані між болометрами, знаходимо значення \bar{y}_1 і \bar{r}_y^2 .

Так як СКР оптичного пучка r у відповідності з виразом (6.2) не залежить від напрямку кута його вимірювання, найбільш точним значенням його квадрату буде середнє між \bar{r}_x^2 і \bar{r}_y^2 , тобто

$$\bar{r}^2 = \frac{1}{2}(\bar{r}_x^2 + \bar{r}_y^2) = \frac{1}{6} \left(\sum_{j=1}^3 r_{xj}^2 + \sum_{j=1}^3 r_{yj}^2 \right). \quad (6.9)$$

Через відношення сигналів $U_{//1}$, $U_{=1}$ знаходимо значення $\text{tg}^2 \varphi$ і модуль кута φ :

$$\varphi = \pm \arctg \left(\frac{e^{\frac{y_1^2 - r_1^2}{2r^2}} - K_D U_{//1}/U_{=1}}{U_{//1}/U_{=1} - K_D e^{\frac{y_1^2 - x_1^2}{2r^2}}} \right)^{1/2}. \quad (6.10)$$

Виражаючи $\sin \varphi$ і $\cos \varphi$ через $\text{tg} \varphi$ і підставляючи їх у формули (6.4) і (6.8) для значень сигналів $U_{//1}$ і $U_{=1}$, отримуємо вирази для енергії імпульсу лазера через сигнали вертикальних болометрів E_{ox} і горизонтальних болометрів E_{oy} у наступному вигляді:

$$E_{ox} = \frac{U_{x1} r \sqrt{2\pi}}{\eta^E d} \frac{1 + \text{tg}^2 \varphi}{1 + K_D \text{tg}^2 \varphi} e^{\frac{x_1^2}{2r^2}}; \quad (6.11)$$

$$E_{oy} = \frac{U_{y1} r \sqrt{2\pi}}{\eta^E d} \frac{1 + \text{tg}^2 \varphi}{K_D + \text{tg}^2 \varphi} e^{\frac{y_1^2}{2r^2}}.$$

Найбільш достовірним буде середнє значення енергії імпульсу лазерного випромінювання для вертикальних і горизонтальних болометрів:

$$E_o = \frac{1}{2}(E_{ox} + E_{oy}). \quad (6.12)$$

Таким чином, визначені координати енергетичного центру оптичного пучка, які знаходяться на відстанях x_l і y_l від перших болометрів, СКР пучка r , модуль кута напрямку поляризації випромінювання $|\varphi|$ та енергія імпульсу лазера.

Проведемо аналіз випадкових похибок вимірних величин. Відносні СКВ величин $a_{x,y}$ і $b_{x,y}$ складають σ_a і σ_b , відповідно. Сигнали болометрів вимірюємо з однаковими відносними СКВ σ . Відношення сигналів позначимо $U_1/U_2=\gamma_{12}$, $U_1/U_3=\gamma_{13}$ і $U_2/U_3=\gamma_{23}$, а їхні відносні СКВ – $\sigma_\gamma = \sigma\sqrt{2}$. Тоді для виразів (6.5), які визначають значення величини x_l , відносні СКВ будуть

$$\sigma_{x_{lj}}^2 = \left(\frac{a}{x_{1j}} \frac{\partial x_{1j}}{\partial a} \right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{b}{x_{1j}} \frac{\partial x_{1j}}{\partial b} \right)^2 \sigma_b^2 + \left(\frac{\gamma_k}{x_{1j}} \frac{\partial x_{1j}}{\partial \gamma_k} \right)^2 \sigma_{\gamma_k}^2 + \left(\frac{\gamma_l}{x_{1j}} \frac{\partial x_{1j}}{\partial \gamma_l} \right)^2 \sigma_{\gamma_l}^2. \quad (6.13)$$

У цьому виразі для значення x_{1l} індекс $k=12$ і $l=13$, для значення x_{12} індекс $k=12$ і $l=13$ і для значення x_{13} індекс $k=23$ і $l=13$. Для оцінки відносних СКВ $\sigma_{x_{lj}}$ візьмемо $a_x=r/2$, $b_x=r$ і $x_l=2r$. Тоді вираз (6.13) набуде вигляду:

$$\sigma_{x_{1l}}^2 = 156\sigma_a^2 + 182\sigma_b^2 + 100\sigma_{\gamma_{12}}^2 + 20\sigma_{\gamma_{13}}^2.$$

Якщо прийняти, що $\sigma_a=\sigma_b=\sigma_{\gamma_{12}}=\sigma_{\gamma_{13}}=10^{-3}$, то значення $\sigma_{x_{1l}}=2,2 \cdot 10^{-2}$. Відносні СКВ значень $\sigma_{x_{12}}$ і $\sigma_{x_{13}}$ будуть близькими до $\sigma_{x_{1l}}$. Тому $\sigma_{\bar{x}_1}$ буде дорівнювати $\sigma_{x_{1l}}/\sqrt{3}$ і становитиме $1,3 \cdot 10^{-2}$. При таких же значеннях a_y і b_y відносне СКВ $\sigma_{\bar{y}_1}$ буде аналогічним.

Відносне СКВ величини r_x^2 у відповідності з виразом (6.6) буде складати:

$$\sigma_{r_j^2}^2 = \left(\frac{a}{r^2} \frac{\partial r^2}{\partial a} \right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{x_1}{r^2} \frac{\partial r^2}{\partial x_1} \right)^2 \sigma_{x_1}^2 + \left(\frac{\gamma_k}{r^2} \frac{\partial r^2}{\partial \gamma_k} \right)^2 \sigma_{\gamma_k}^2, \quad (6.14)$$

де: для r_1^2 індекс $k=12$, для r_2^2 індекс $k=13$ і для r_3^2 індекс $k=23$. Після знаходження похідних і підстановки прийнятих значень a_x , b_x і отриманого значення x_l вираз (6.14) набуде вигляду:

$$\sigma_{r_1^2}^2 = 1,41\sigma_{a_x}^2 + 0,79\sigma_{x_1}^2 + 0,20\sigma_{\gamma_k}^2.$$

Після підстановки значень σ_{a_x} , σ_{x_1} і $\sigma_{\gamma_{12}}$ отримуємо значення $\sigma_{r_1^2} = 3,4 \cdot 10^{-3}$. Значення $\sigma_{r_{x1}} = \frac{1}{2} \sigma_{r_1^2} = 2,0 \cdot 10^{-3}$. Тому що вимірних значень r

буде 6 і їхні відносні СКВ будуть близькими до σ_{x_1} , відносно СКВ \bar{r} складатиме $\sigma_{\bar{r}} \approx \sigma_{x_1} / \sqrt{6} \approx 0,8 \cdot 10^{-3}$.

Похибка вимірюного кута напрямку поляризації випромінювання ϕ виражається в абсолютних величинах. Якщо вираз під коренем у формулі (6.10) позначити через z , тоді абсолютне СКВ кута ϕ буде пов'язане з абсолютними СКВ інших величин виразом:

$$\sigma_{\phi a}^2 = \frac{1}{(1+z)^2} \frac{1}{4z} \left[\left(\frac{\partial z}{\partial x_1} \right)^2 \sigma_{x_1 a}^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y_1} \right)^2 \sigma_{y_1 a}^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial \gamma_{xy}} \right)^2 \sigma_{\gamma_{xy} a}^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial K_D} \right)^2 \sigma_{K_D a}^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial r} \right)^2 \sigma_{r a}^2 \right]. \quad (6.15)$$

Для прийнятих значень $r=2$ мм, $x_1=y_1=4$ мм, $\sigma_{K_D a} = 10^{-3}$, $\sigma_{\gamma_{xy} a} = 10^{-3}$ і отриманих σ_{x_1} , σ_{y_1} абсолютне СКВ $\sigma_{\phi a}$ складає $4 \cdot 10^{-2}$ рад або $2,3^\circ$ у всьому діапазоні вимірювань кута ϕ .

Відносно СКВ вимірюваної енергії імпульсу лазера у відповідності з формулою (6.10) буде виражатися через відносні СКВ величин, що входять до нього, наступним чином:

$$\sigma_{E_{ox}}^2 = \sigma_{U_{x1}}^2 + \sigma_d^2 + \sigma_{\eta^E}^2 + \frac{(1-K_D)^2 \operatorname{tg}^4 \phi}{(1+\operatorname{tg}^2 \phi)^2 (1+K_D \operatorname{tg}^2 \phi)} \sigma_{\operatorname{tg}^2 \phi}^2 + \left(1 - \frac{x_1^2}{r^2} \right)^2 \sigma_r^2 + \left(\frac{x_1}{r} \right)^4 \sigma_{x_1}^2. \quad (6.16)$$

Часткова складова сумарної похибки в залежності від кута ϕ набуває максимального значення $2 \cdot 10^{-2}$ при $\phi = \pi/4$, а коли кут ϕ відходить від цього значення, дана похибка зменшується, і при куті ϕ , який наближається до нуля або $\pi/2$, похибка, що розглядається, прямує до нуля. Домінуючий внесок у $\sigma_{E_{ox}}$ дають похибки σ_r і σ_{x_1} зі своїми коефіцієнтами. Для зменшення похибки $\sigma_{E_{ox}}$ необхідно зменшувати відношення x_1/r . Для прийнятих значень x_1 і r відносно СКВ

вимірної енергії імпульсу лазера за вертикальними болометрами буде складати $\sigma_{E_{ox}}=5,2 \cdot 10^{-2}$.

Близьке значення вимірної енергії імпульсу лазера буде і для горизонтальних болометрів E_{oy} , це стосується і відносного СКВ $\sigma_{E_{oy}}$.

Відносне СКВ найбільш достовірного значення енергії імпульсу лазера E_o (6.12) буде визначатися:

$$\sigma_{E_o}^2 = \left(\frac{E_{ox}}{E_{ox} + E_{oy}} \right)^2 \sigma_{E_{ox}}^2 + \left(\frac{E_{oy}}{E_{ox} + E_{oy}} \right)^2 \sigma_{E_{oy}}^2. \quad (6.17)$$

Тому що значення E_{ox} і E_{oy} , а також $\sigma_{E_{ox}}$ і $\sigma_{E_{oy}}$ близькі, відносне СКВ вимірювання енергії імпульсу пучка Гауса лазерного випромінювання буде $\sigma_{E_o} \approx \sigma_{E_{ox}} / \sqrt{2} \approx 3,7 \cdot 10^{-2}$.

6.3. Вимірювання профілю пучка Гауса імпульсного лазерного випромінювання нелінійними тонкодротяними болометрами

Розглянемо метод вимірювання параметрів лазерного пучка Гауса (координат центру розподілу, середнього квадратичного радіуса (СКР) пучка, модуля кута лінійної поляризації та енергії імпульсу випромінювання) з використанням тонкодротяних платинових болометрів з нелінійною характеристикою перетворення і проведемо оцінку похибок отриманих результатів.

Параметри лазерного імпульсу пропонується вимірювати болометричним тонкодротяним перетворювачем, який складається з 4 тонких платинових дротинок. Розмістимо на певній відстані від центру пучка у його поперечному перерізі паралельно один одному два ідентичних тонкодротяних болометри у вертикальному напрямку і два болометри у горизонтальному напрямку. Довжина кожного з цих болометрів має бути не менше шести СКР оптичного пучка r . Нехай центр розподілу інтенсивності пучка збігається з центром прямокутної системи координат XU , вертикальні болометри паралельні осі U , мають координати x_1 і x_2 , а відстань між ними відома – $x_2 - x_1 = a_{||}$; горизонтальні

болонетри паралельні осі X , мають координати y_1, y_2 з відстанню між ними $y_2 - y_1 = a$. Болонетри розміщуються на схилах пучка Гауса поза основною інтенсивністю випромінювання, коли координати x_1 і y_1 більше за r . Кут напрямку лінійної поляризації випромінювання з віссю Y дорівнює φ . Розподіл щільності енергії оптичного випромінювання для пучка Гауса $W(x, y)$ запишеться аналогічно (6.2). Профільний розподіл енергії пучка для координати x буде відповідати (6.3). Розміщення вертикальних болонетрів відносно профільного розподілу $W(x)$ показано на рис 6.6.

Якщо тривалість імпульсу випромінювання значно менша за теплову постійну часу болонетра, то для вимірювання енергії імпульсу можна реєструвати максимальний приріст його опору U_R або площу під його вихідним сигналом U_S . В нелінійному режимі роботи болонетрів їх вихідні сигнали $U_{R,S}$ мають протилежно направлені нелінійності характеристики перетворення не тільки за значенням, але і за знаком. Вихідні сигнали вертикальних болонетрів можна представити як:

$$U_{R_i, S_i} = \eta_{R,S}^E F_{R_i, S_i} k \frac{\overline{E}_i}{m} = \eta_{R,S}^E \left[1 + a_{R,S} k \frac{\delta \overline{E}_i}{m} + b_{R,S} \left(k \frac{\delta \overline{E}_i}{m} \right)^2 \right] k \frac{\overline{E}_i}{m}, \quad (6.18)$$

де: $\eta_{R,S}^E$ – коефіцієнти перетворення болонетра в лінійному режимі його роботи для E -поляризованого випромінювання; $F_{R,S}$ – нормовані на $\eta_{R,S}^E$ коефіцієнти перетворення болонетра в нелінійному режимі його роботи; k – поляризаційний коефіцієнт взаємодії болонетра з випромінюванням; E_i – погонна падаюча енергія на i -ий болонетр; m – погонна маса болонетра; δ – коефіцієнт нерівномірності розподілу падаючої енергії випромінювання по довжині болонетра; $a_{R,S}$ і $b_{R,S}$ – коефіцієнти поліномів другого ступеня, які визначають нелінійність характеристики перетворення болонетра для відповідних вихідних сигналів.

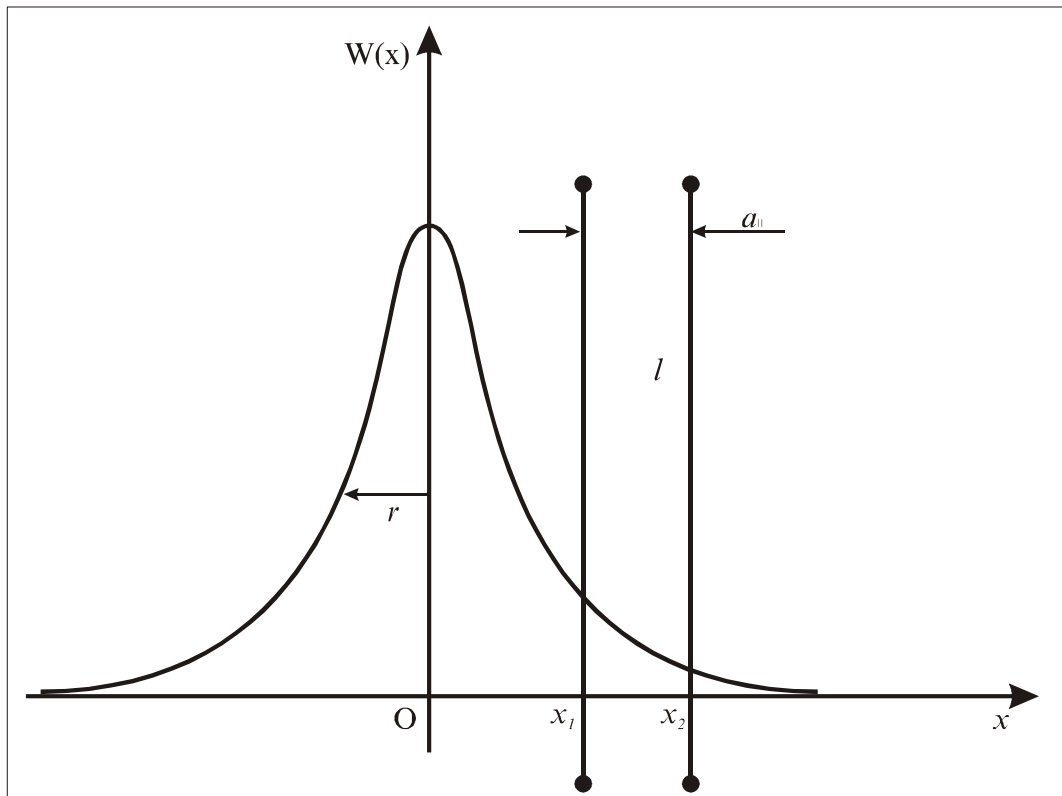


Рис. 6.6. Розміщення вертикальних болометрів відносно профільного розподілу $W(x)$

Коефіцієнти перетворення болометра в лінійному режимі його роботи дорівнюють

$$\eta_R^E = \frac{\alpha_0 q_0^E}{c_0}; \quad \eta_S^E = \frac{\alpha_0 q_0^E}{c_0} \tau = \eta_R^E \tau, \quad (6.19)$$

де α_0 , q_0^E і c_0 – температурний коефіцієнт опору, фактор ефективності поглинання, питома теплоємність болометра при навколишній температурі і τ – теплова постійна часу в лінійному режимі роботи.

Відношення вихідних сигналів першого болометра U_{R1}/U_{S1} приводить до квадратного рівняння відносно величини $k \delta \bar{E}_1 / m$, тобто

$$\left(k \frac{\delta \bar{E}_1}{m} \right)^2 + a k \frac{\delta \bar{E}_1}{m} + b = 0, \quad (6.20)$$

в якому

$$a = \frac{a_R - \gamma a_s}{b_R - \gamma b_s}; \quad b = \frac{1 - \gamma}{b_R - \gamma b_s}; \quad \gamma = \frac{U_{R_1} \eta_S}{U_{S_1} \eta_R} = \frac{U_{R_1}}{U_{S_1}} \tau.$$

Розв'язок рівняння (6.20) дає значення питомої енергетичної величини

$$k \frac{\delta \bar{E}_1}{m} = -\frac{a}{2} - \sqrt{\frac{a^2}{4} - b^2}. \quad (6.21)$$

З рівняння (6.18) по вимірних вихідних сигналах U_{R_1} і U_{S_1} , відомих з градування значеннях величин $\eta_{R,S}$, $a_{R,S}$, $b_{R,S}$ і знайденому значенню величини $k \frac{\delta \bar{E}_1}{m}$ у відповідності з (6.21) знаходимо вертикально поляризовану частину падаючої енергії випромінювання на болометр:

$$E_{12} = k \frac{\bar{E}_1}{m} = \frac{U_{R_1}}{\eta_R^E F_{R_1}} = \frac{U_{S_1}}{\eta_S^E F_{S_1}}. \quad (6.22)$$

Поділивши розв'язок рівняння (6.21) на величину виразу (6.22), отримуємо значення коефіцієнта нерівномірності розподілу падаючої енергії лазера на болометр δ , який однозначно пов'язаний із середнім квадратичним радіусом пучка лазерного випромінювання [249]:

$$r = \frac{l}{2 \delta \sqrt{\pi}}, \quad (6.23)$$

де l – довжина болометра.

За вихідними сигналами другого вертикального болометра $U_{||R_2}$ і $U_{||S_2}$, використовуючи аналогічну методику, знаходять значення величин $k \frac{\delta \bar{E}_2}{m}$, F_{R_2} , δ , r і $k \frac{\bar{E}_2}{m}$.

Величина $k \frac{\bar{E}_1}{m}$ може бути отримана за виразом:

$$k \frac{\bar{E}_1}{m} = k \frac{W(x_1) d}{l m} = k \frac{E_0 d}{r \sqrt{2\pi} l m} e^{-\frac{x_1^2}{2r^2}}. \quad (6.24)$$

Аналогічний вираз записується і для другого вертикального болометра з координатою x_2 і падаючою на нього середньою енергією $\overline{E_2}$. Відношення сигналів (6.18) для двох болометрів з використанням співвідношення (6.24) буде:

$$\gamma_1 = \frac{U_{R_1} F_{R_2}}{U_{R_2} F_{R_1}} = e^{\frac{x_2^2 - x_1^2}{2r^2}}, \quad (6.25)$$

з якого знаходимо значення x_1 , яке дорівнює

$$x_1 = \frac{r^2 \ln\left(\frac{U_{R_1} F_{R_2}}{U_{R_2} F_{R_1}}\right)}{a_1} - \frac{a_1}{2}. \quad (6.26)$$

За аналогічною методикою знаходимо значення y_1 для горизонтальних болометрів.

Використовуючи співвідношення (6.18) і (6.24) для перших вертикальних і горизонтальних болометрів, знаходимо відношення:

$$\gamma_{xy} = \frac{U_{//R_1} F_{=R_1}}{U_{=R_1} F_{//R_1}} = \frac{k_{//}}{k_{=}} e^{\frac{y_1^2 - x_1^2}{2r^2}} = \frac{1 + k_D \operatorname{tg}^2 \varphi}{\operatorname{tg}^2 \varphi + K_D} e^{\frac{y_1^2 - x_1^2}{2r^2}} \quad (6.27)$$

і значення модуля кута

$$|\varphi| = \pm \operatorname{arctg} \left(\frac{\gamma_{xy} K_D - e^{\frac{y_1^2 - x_1^2}{2r^2}}}{K_D e^{\frac{y_1^2 - x_1^2}{2r^2}} - \gamma_{xy}} \right)^{1/2}. \quad (6.28)$$

За виразами (6.18), (6.24) і (6.28) знаходимо значення енергії імпульсу лазера за вертикальними і горизонтальними болометрами E_{ox} і E_{oy} у вигляді:

$$E_{ox} = \frac{U_{//R_1} m l r \sqrt{2\pi}}{\eta_R^E F_{//R_1} d} \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}{1 + K_D \operatorname{tg}^2 \varphi} e^{\frac{x_1^2}{2r^2}}, \quad (6.29)$$

$$E_{oy} = \frac{U_{=R_1} m l r \sqrt{2\pi}}{\eta_R^E F_{=R_1} d} \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}{\operatorname{tg}^2 \varphi + K_D} e^{\frac{y_1^2}{2r^2}}.$$

Найбільш достовірним значенням енергії імпульсу лазера E_o буде середнє між E_{ox} і E_{oy} , тобто

$$E_o = \frac{1}{2}(E_{ox} + E_{oy}). \quad (6.30)$$

Проведемо оцінку відносного СКВ вимірної енергії імпульсу лазера σ_{E_o} через відносні СКВ початкових величин і величин, що визначаються. Початкові величини $\eta_{R,S}$, $a_{R,S}$, $b_{R,S}$ зі своїми відносними СКВ σ_{η_R} , σ_{η_S} , σ_{a_R} , σ_{b_R} , σ_{a_S} і σ_{b_S} відомі з градування болометра [34, 49]. Величина γ , вираз для якої наведений у формулі (6.20), має відносне СКВ:

$$\sigma_\gamma^2 = \sigma_{U_{R1}}^2 + \sigma_{U_{S1}}^2 + \sigma_\tau^2, \quad (6.31)$$

де $\sigma_{U_{R1}}$, $\sigma_{U_{S1}}$ і σ_τ – відносні СКВ величин U_{R1} , U_{S1} і τ .

Енергетичну величину $k \frac{\delta \bar{E}_1}{m}$, яка є розв'язком квадратного рівняння

(6.20), позначимо E_{11} і її відносне СКВ знаходимо за виразом:

$$\begin{aligned} \sigma_{E_{11}}^2 = & \left(\frac{a_R}{E_{11}} \frac{\partial E_{11}}{\partial a_R} \right)^2 \sigma_{a_R}^2 + \left(\frac{b_R}{E_{11}} \frac{\partial E_{11}}{\partial b_R} \right)^2 \sigma_{b_R}^2 + \left(\frac{a_S}{E_{11}} \frac{\partial E_{11}}{\partial a_S} \right)^2 \sigma_{a_S}^2 + \\ & + \left(\frac{b_S}{E_{11}} \frac{\partial E_{11}}{\partial b_S} \right)^2 \sigma_{b_S}^2 + \left(\frac{\gamma}{E_{11}} \frac{\partial E_{11}}{\partial \gamma} \right)^2 \sigma_\gamma^2. \end{aligned} \quad (6.32)$$

Частинні похідні $\partial E_{11} / \partial z_i$, де z_i – величини, що входять у рівняння (6.20), отримуємо диференціюванням рівняння (6.20) по даній величині і розв'язку отриманого рівняння відносно похідної, яку знаходимо за виразом:

$$2E_{11} \frac{\partial E_{11}}{\partial z_i} + \left(a \frac{\partial E_{11}}{\partial z_i} + \frac{\partial a}{\partial z_i} E_{11} \right) + \frac{\partial b}{\partial z_i} = 0,$$

звідки

$$\frac{\partial E_{11}}{\partial z_i} = - \frac{E_{11} \frac{\partial a}{\partial z_i} + \frac{\partial b}{\partial z_i}}{2E_{11} + a}. \quad (6.33)$$

Коефіцієнти перед дисперсіями співвідношення (6.32) будуть:

$$\begin{aligned}
\frac{a_R}{E_{11}} \frac{\partial E_{11}}{\partial a_R} &= -\frac{a_R}{(2E_{11} + a)(b_R - \gamma b_S)}; \quad \frac{b_R}{E_{11}} \frac{\partial E_{11}}{\partial b_R} = \frac{b_R [E_{11} (a_R - \gamma a_S) + 1 - \gamma]}{E_{11} (2E_{11} + a)(b_R - \gamma b_S)^2}, \\
\frac{a_S}{E_{11}} \frac{\partial E_{11}}{\partial a_S} &= \frac{\gamma a_S}{(2E_{11} + a)(b_R - \gamma b_S)}; \quad \frac{b_S}{E_{11}} \frac{\partial E_{11}}{\partial b_S} = -\frac{\gamma b_S [E_{11} (a_R - \gamma a_S) + 1 - \gamma]}{E_{11} (2E_{11} + a)(b_R - \gamma b_S)^2}; \\
\frac{\gamma}{E_{11}} \frac{\partial E_{11}}{\partial \gamma} &= -\frac{\gamma [E_{11} a_S (b_R - \gamma b_S) + E_{11} b_S (a_R - \gamma a_S) + (b_R - \gamma b_S) + b_S (1 - \gamma)]}{E_{11} (2E_{11} + a)(b_R - \gamma b_S)^2}
\end{aligned} \tag{6.34}$$

Якщо величину $k \frac{\overline{E_1}}{m}$, яка визначається виразом (6.18), позначити E_{12} , то її

відносне СКВ буде мати вигляд:

$$\sigma_{E_{12}}^2 = \sigma_{U_{R_1}}^2 + \sigma_{\eta_R}^2 + \sigma_{F_{R_1}}^2, \tag{6.35}$$

в якому

$$\sigma_{F_{R_1}}^2 = \left(\frac{a_R}{F_{R_1}} \frac{\partial F_{R_1}}{\partial a_R} \right)^2 \sigma_{a_R}^2 + \left(\frac{b_R}{F_{R_1}} \frac{\partial F_{R_1}}{\partial b_R} \right)^2 \sigma_{b_R}^2 + \left[\frac{E_{11}}{F_{R_1}} (a_R + b_R 2E_{11}) \right]^2 \sigma_{E_{11}}^2. \tag{6.36}$$

Відносне СКВ величини δ буде визначатися виразом:

$$\sigma_{\delta}^2 = \sigma_{E_{11}}^2 + \sigma_{E_{12}}^2, \tag{6.37}$$

а відносне СКВ середнього квадратичного радіусу оптичного пучка r у відповідності з формулою (6.23)

$$\sigma_r^2 = \sigma_l^2 + \sigma_{\delta}^2, \tag{6.38}$$

де σ_l – відносне СКВ довжини болометра l .

Позначимо величину $U_{R_1} F_{R_2} / U_{R_2} F_{R_1} = \gamma_1$, тоді відносне СКВ величини x_1 у відповідності з (6.26) можна записати як:

$$\sigma_{x_1}^2 = \left(\frac{2r^2 \ln \gamma_1}{a_1 x_1} \right)^2 \sigma_r^2 + \left(\frac{a_1}{x_1} \left(\frac{r^2 \ln \gamma_1}{a_1^2} - \frac{1}{2} \right) \right)^2 \sigma_{a_1}^2 + \left(\frac{r^2}{a_1 x_1} \right)^2 \sigma_{\gamma_1}^2, \tag{6.39}$$

де $\sigma_{\gamma_1}^2 = \sigma_{U_{R_1}}^2 + \sigma_{U_{R_2}}^2 + \sigma_{F_{R_1}}^2 + \sigma_{F_{R_2}}^2$.

Відносне СКВ значення енергії E_{ox} , виходячи з (6.29), запишеться через відносні СКВ величин, що входять у (6.29):

$$\begin{aligned} \sigma_{E_{ox}}^2 = & \sigma_{U_{//R_1}}^2 + \sigma_m^2 + \sigma_l^2 + \sigma_{\eta_R^E}^2 + \sigma_{F_{//R_1}}^2 + \sigma_d^2 + \left(1 - \frac{x_1^2}{r^2}\right)^2 \sigma_r^2 + \left(\frac{x_1}{r}\right)^4 \sigma_{x_1}^2 + \\ & + \frac{(1 - K_D)^2 tg^4 \varphi}{(1 + tg^2 \varphi)^2 (1 + K_D tg^2 \varphi)^2} \sigma_{tg^2 \varphi}^2, \end{aligned} \quad (6.40)$$

а відносне СКВ значення енергії E_{oy} буде

$$\begin{aligned} \sigma_{E_{oy}}^2 = & \sigma_{U_{=R_1}}^2 + \sigma_m^2 + \sigma_l^2 + \sigma_{\eta_R^E}^2 + \sigma_{F_{=R_1}}^2 + \sigma_d^2 + \left(1 - \frac{y_1^2}{r^2}\right)^2 \sigma_r^2 + \left(\frac{y_1}{r}\right)^4 \sigma_{y_1}^2 + \\ & + \frac{(K_D - 1)^2 tg^4 \varphi}{(1 + tg^2 \varphi)^2 (tg^2 \varphi + K_D)^2} \sigma_{tg^2 \varphi}^2. \end{aligned} \quad (6.41)$$

Відносне СКВ енергії імпульсу лазера E_0 у відповідності до (6.30) буде мати вигляд:

$$\sigma_{E_0}^2 = \frac{1}{4} \left[\left(\frac{E_{ox}}{E_o} \right)^2 \sigma_{E_{0x}}^2 + \left(\frac{E_{oy}}{E_o} \right)^2 \sigma_{E_{0y}}^2 \right]. \quad (6.42)$$

Оцінку похибок вимірних параметрів імпульсу лазера виконаємо для температури навколишнього середовища $T_0=20^\circ \text{C}$. Тоді у відповідності з [34, 49] параметри коефіцієнта перетворення болометра по максимальній амплітуді вихідного сигналу будуть $\eta_R^E = 1,159 \text{ з/кДж}$ з $\sigma_{\eta_R} = 1,2 \cdot 10^{-2}$, $a_R = 0,13604 \text{ з/кДж}$ з $\sigma_{a_R} = 3,95 \cdot 10^{-3}$; $b_R = -2,763 \cdot 10^{-2} \text{ з}^2/\text{кДж}^2$ з $\sigma_{b_R} = 6,87 \cdot 10^{-3}$. Для теплової постійної часу болометра 10^{-2} с параметри його коефіцієнта перетворення по площі вихідного сигналу будуть такими: $\eta_S^E = \eta_R^E \tau = 1,159 \cdot 10^{-2} \text{ з}^2/\text{кДж}$ з $\sigma_{\eta_S} \approx 1,2 \cdot 10^{-2}$; $a_S = -8,06 \text{ з/кДж}$ з $\sigma_{a_S} = 5 \cdot 10^{-3}$; $b_S = 3,69 \cdot 10^{-3} \text{ з}^2/\text{кДж}^2$ з $\sigma_{b_S} = 1,0 \cdot 10^{-2}$. Прийmemo також $\bar{E}/m = 0,1 \text{ кДж/г}$, $\delta=10$ і $\varphi=0^\circ$. Якщо $\sigma_{U_{R_1}} = \sigma_{U_{S_1}} = \sigma_\tau = 10^{-3}$, то у відповідності з (6.20) $\sigma_\gamma = \sqrt{3} 10^{-3}$. Згідно з (6.32) і (6.34) отримуємо $\sigma_{E_{11}} = 1 \cdot 10^{-2}$. Значення $\sigma_{F_{R_1}} = 10^{-3}$, а значення $\sigma_{E_{12}} = 1,2 \cdot 10^{-2}$. У відповідності до (6.37) $\sigma_{\delta_{//}} = 1,6 \cdot 10^{-2}$. Коефіцієнт δ береться як середнє значення з вимірювань вертикальними і горизонтальними болометрами, тоді

$\sigma_{\delta} = \sigma_{\delta_{//}} / \sqrt{2} = 1,1 \cdot 10^{-2}$. У відповідності з (6.38) значення $\sigma_{r_{//}} = 1,2 \cdot 10^{-2}$, а середнє значення $r = \frac{1}{2}(r_{//} + r_{\perp})$ буде мати вигляд $\sigma_r = \sigma_{r_{//}} / \sqrt{2} = 0,85 \cdot 10^{-2}$.

Нехай $x_1=r$ і $x_2=1,5 \cdot r$. Тоді $\gamma_1 = e^{0,625}$ і $\ln \gamma_1 = 0,625$, а у відповідності з (6.39) значення $\sigma_{x_1} = 2,3 \cdot 10^{-2}$. Якщо $\sigma_m = \sigma_d = 10^{-3}$, то сумісно з отриманими іншими відносними СКВ значення $\sigma_{E_{ox}} = 3,1 \cdot 10^{-2}$, а значення $\sigma_{E_o} = \sigma_{E_{ox}} / \sqrt{2} = 2,2 \cdot 10^{-2}$.

6.4. Висновки до розділу 6

1. Експериментально показана можливість вимірювання діаметрів сфокусованих пучків лазерного випромінювання від 8 мкм і більше тонкодротяним скануючим болометром. За допомогою платиного болометра діаметром 3 мкм виміряні діаметри пучків: $D^E=(8,16 \pm 0,12)$ мкм і $D^H=(8,00 \pm 0,12)$ мкм.
2. Запропонований і обґрунтований метод вимірювання параметрів пучка імпульсного лазерного випромінювання з розподілом Гауса щільності енергії з використанням трьох тонкодротяних вертикальних болометрів і трьох горизонтальних болометрів, розташованих у перерізі оптичного пучка за межами його основної інтенсивності. Показано, що відносне СКВ вимірювання енергії імпульсу пучка Гауса становить $\sigma_{E_o} = 3,7 \cdot 10^{-2}$.
3. Запропонований і обґрунтований метод вимірювання параметрів пучка імпульсного потужного лазерного випромінювання з розподілом Гауса інтенсивності у пучку тонкодротяними нелінійними болометрами і проведений аналіз похибок. Показано, що відносне СКВ вимірювання енергії імпульсу пучка Гауса становить $\sigma_{E_o} = 2,2 \cdot 10^{-2}$.
4. Запропоновані методи дозволяють вимірювати енергію пучка, положення координат енергетичного центру пучка, його середній квадратичний радіус, модуль кута напрямку лінійної поляризації випромінювання. На відміну від відомих методів, запропоновані методи дозволяють значно підвищити

верхній граничний рівень вимірювання енергії імпульсу лазерного випромінювання без використання систем ослаблення або відгалуження при вимірюваннях енергетичних і просторових параметрів лазерного випромінювання у вигляді пучків Гауса.

Результати досліджень даного розділу наведено в таких публікаціях:

1. Измерение микрометровых диаметров сфокусированного лазерного излучения тонкопроволочным болометром / В. М. Кузьмичев, Б. В. Сафронов, С. В. Погорелов, В. П. Балкашин // Измерительная техника. – 2002. – № 3. – С. 28-30.
2. Kuzmichov V. M. Measuring of Gaussian beam laser pulse parameters with nonlinear thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Telecommunication and Radio Engineering. – 2003. – Vol. 59, № 7-9. – P. 151-158.
3. Кузьмичев В. М. Измерение параметров импульса пучка лазера тонкопроволочными болометрами / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 4. – С. 369-374.
4. Measuring of micrometer diameters of focused laser radiation by bolometer from thin-wire / V. M. Kuzmichov, B. V. Safronov, S. V. Pogorelov, V. P. Balkashin, I. A. Priz // Proceedings of LFNM'2002 IV-th International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, June 3-5, 2002. – P. 252-255.

ВИСНОВКИ

У роботі запропоновані, обґрунтовані, теоретично та експериментально досліджені методи вимірювань тонкодротяними болометрами параметрів і характеристик інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання, яке може досягати у безперервному режимі десятків кіловат, а в імпульсному режимі – десятків кілоджоулів. Запропоновані болометричні вимірювачі здатні працювати у широкому спектральному діапазоні.

В методах використовуються болометричні решітки, які поглинають мало енергії і є пристроями прохідного типу, а розмір входної апертури у них зверху не обмежений. Вимірюваними параметрами випромінювання є безперервна потужність, енергія однократних імпульсів, кут напрямку лінійної поляризації, параметри еліптичної поляризації, коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності, узагальнена площа, діаметр оптичного пучка і координати його енергетичного центру, а характеристиками – розподіл інтенсивності у перерізі пучка, профільний розподіл вздовж визначених напрямків. Досліджено нелінійності характеристик перетворення болометра, виконана оцінка систематичних похибок вимірювань параметрів, що визначаються і розроблені методи виключення їх з результатів вимірювань.

Запропоновані, обґрунтовані, створені і експериментально досліджені пристрої тонкодротяних болометричних вимірювачів параметрів інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання суттєво допомагають при дослідженнях і створенні потужних лазерів, а також при використанні їх випромінювання в різних наукових і технічних застосуваннях.

Вирішена важлива наукова проблема вимірювання тонкодротяними болометрами абсолютних значень енергетичних параметрів інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання у широкому спектральному діапазоні.

Основними результатами є:

1. огляд вимірювальних систем провідних світових виробників показав, що тільки деякі виробники включають у свої системи ПВП для широкоапертурних пучків, але їх розміри обмежені 200 мм. Тому розробка методів абсолютних вимірювань тонкодротяними болометричними перетворювачами дозволить більш ефективно використовувати їх у промислових вимірювальних системах.;
2. вперше розроблені та експериментально перевірені методи вимірювання температурних залежностей факторів ефективності поглинання платинових тонкодротяних болометрів на довжинах хвиль випромінювання 1,06 мкм і 10,6 мкм. Показано, що фактор ефективності поглинання в діапазоні температур 0 ... 1500° С збільшується в 2,2 рази та не залежить в межах оцінених відносних СКВ від діаметра болометра і стану поляризації лазерного випромінювання. Показано, що основну похибку в результаті вимірювань вносить похибка абсолютних вимірювань енергії імпульсу лазера калориметром, відносне СКВ якого складає $\pm 2,5$ %.;
3. отримані характеристики перетворення одиночними тонкодротяними болометрами енергії імпульсу і безперервної потужності лазерного випромінювання на довжинах хвиль 1,06 мкм і 10,6 мкм. Виконане градуювання одиночного болометра: визначені коефіцієнти рівняння вимірювання енергії імпульсу лазерного випромінювання платиновими тонкодротяними болометрами η'_0 a і b та їхні відносні СКВ. Показано, що рівняння вимірювання є кубічним відносно середньої погонної питомої енергії \bar{E}/m , а залежність $\Delta R/R_0$ від \bar{E}/m є однозначною і безперервною функцією у розглянутому діапазоні ефективної питомої енергії $\delta \bar{E}/m$;
4. розроблений метод вимірювання коефіцієнта дихроїзму тонкодротяних болометрів. Коефіцієнт дихроїзму визначається діапазоном довжин хвиль, матеріалом і геометричними розмірами болометра і практично не залежить від температури нагріву болометра;

5. обґрунтований метод вимірювання лінійної поляризації інтенсивного і широкоапертурного лазерного випромінювання трьома болометричними решітками з тонкодротяними платиновими елементами, які мають нелінійні характеристики перетворення. Запропоновані три методики вимірювань, які виключають з отриманих результатів систематичні похибки за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометрів. Показано, що абсолютне СКВ виміряних кутів напрямків лінійної поляризації випромінювання складає $0,10^\circ$.
6. вперше обґрунтований метод вимірювання лінійної поляризації безперервного і імпульсного лазерного випромінювання двома болометричними решітками зі взаємонеперпендикулярними напрямками болометричних елементів. Показано, що абсолютне СКВ кута напрямку лінійної поляризації випромінювання складає $0,23^\circ$.
7. вперше розроблений метод вимірювання параметрів еліптичної поляризації потужного лазерного випромінювання трьома нелійними тонкодротяними болометричними решітками, який дозволяє врахувати початковий кут напрямку великої півосі еліпса поляризації і її додатковий поворот за рахунок зсуву фаз між електричними складовими поля випромінювання;
8. створені експериментальні зразки ПВП у вигляді дво- і трирешіткових тонкодротяних платинових болометрів для вимірювання параметрів лінійної та еліптичної поляризації лазерного випромінювання. Показано, що при реєстрації сигналів решіток з відносними СКВ $4,5 \cdot 10^{-3}$ вимірювання кута напрямку лінійної поляризації випромінювання проводиться з абсолютним СКВ $0,52^\circ$; кут напрямку великої півосі еліпса випромінювання визначається з абсолютним СКВ $\sigma_\varphi = 0,13^\circ$, а квадрати півосей еліпса з абсолютними СКВ $1,2 \cdot 10^{-2}$;
4. проведений аналіз всіх етапів градування визначення характеристики перетворення тонкодротяних болометрів. Створені вимірювальні перетворювачі у вигляді дво- та трирешіткових тонкодротяних болометрів

енергії імпульсу і безперервної потужності лазерного випромінювання в абсолютних величинах.

5. запропонований метод визначення характеристики перетворення, в якому по профільних сигналах платинових болометричних елементів і відомих початковому і нормованому коефіцієнтах перетворення болометрів знаходять початкові наближення поляризаційних коефіцієнтів взаємодії випромінювання з решітками, коефіцієнт нерівномірності розподілу інтенсивності і власне значення енергетичного параметра. Показано, що послідовними наближеннями зі вказаних параметрів можна виключити систематичні похибки за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометрів. Розраховане значення енергії імпульсу лазера 18,9 Дж, і вимірювана енергія калориметром складала 18,7 Дж.
6. отримані значення відносних СКВ всіх коефіцієнтів і параметрів апроксимованих залежностей. Показано, що відносне СКВ вимірюваної середньої погонної питомої енергії в основному визначається відносним СКВ вимірювання фактора ефективності поглинання σ_{q_0} . Відносне СКВ вимірювання повної енергії пучка лазера дворешітковим болометром становить $\sigma_E = 1,6 \cdot 10^{-2}$. Отримані результати дозволяють створювати болометричні вимірювачі безперервної потужності і енергії імпульсу лазерного випромінювання в широкому динамічному діапазоні з виключенням домінуючих похибок за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометра;
9. експериментально показана можливість вимірювання діаметрів сфокусованих пучків лазерного випромінювання від 8 мкм і більше тонкодротяним скануючим болометром. За допомогою платинового болометра діаметром 3 мкм виміряні діаметри пучків: $D^E = (8,16 \pm 0,12)$ мкм і $D^H = (8,00 \pm 0,12)$ мкм.;
10. вперше розроблені методи вимірювання параметрів імпульсу лазерного випромінювання з розподілом Гауса щільності енергії з використанням

тонкодротяних болометрів, розташованих у перерізі оптичного пучка за межами його основної інтенсивності. Запропоновані методи дозволяють вимірювати положення координат енергетичного центру пучка, його середній квадратичний радіус, модуль кута напрямку лінійної поляризації випромінювання і повну енергію пучка. Проведений аналіз похибок вимірних параметрів випромінювання. Показано, що відносне СКВ вимірювання енергії імпульсу пучка Гауса становить $\sigma_{E_0} = 2,2 \cdot 10^{-2}$ у нелінійному режимі та $\sigma_{E_0} = 3,7 \cdot 10^{-2}$ у лінійному режимі роботи вимірювачів. На відміну від відомих методів, запропоновані методи дозволяють значно підвищити верхній граничний рівень вимірювання енергії імпульсу лазерного випромінювання без використання систем ослаблення або відгалуження при вимірюваннях енергетичних і просторових параметрів лазерного випромінювання у вигляді пучків Гауса.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Витteman В. СО₂-лазер: Пер. с англ. – М.: Мир, 1990. – 360 с.
2. Рэди Дж. Промышленное применение лазеров: Пер. с англ. – М.: Мир, 1981. – С.42-51.
3. Introduction to the Issue on High-Power and High-Brightness Lasers / Lang R.J., Carlson N.W., Beyer E., Obara M. // J. Select. Topics Quantum Electronics. – 2000. – Vol.6, ¹⁴. – P.561-563.
4. Fried N.M., Hung V.C., Walsh J.T. Laser Tissue Welding: Laser Spot Size and Beam Profile Studies // J. Select. Topics Quantum Electronics. – 1999. – Vol.5, ¹⁴. – P.1004-1012.
5. Matthews S.J. Application abound for high-power devices // Laser Focus World. – 2000. – Vol.36, №8. – P.177-186.
6. B. G. Lee, M. A. Belkin, R. Audet et al., “Widely tunable single-mode quantum cascade laser source for mid-infrared spectroscopy,” Applied Physics Letters, vol. 91, no. 23, Article ID 231101, 2007.
7. Григорьянц А.Г., Сафонов А.Н. Методы поверхностной лазерной обработки. – М.: Высшая школа, 1987. – 191с.
8. High-Brightness Semiconductor Laser Sources for Materials Processing: Stacking, Beam Shaping, and Bars / Treusch H.-G., Ovtchinnikov A., He X., Kanskar M., Mott J., Yang S. // J. Select. Topics Quantum Electronics. – 2000. – Vol.6, ¹⁴. – P.601-614.
9. Голубев В.С., Лебедев Ф.В. Инженерные основы создания технологических лазеров. – М.: Высшая школа, 1988. – 176с.
10. Draft international standart ISO/DIS 111 46. — 1996.
11. Roundy C. Propagation factor quantifies laser beam perfomance // Laser Focus World. – 1999. – Vol.35, №12. – P.119-122.
12. Gordon E.I. Use of Lasers in Ophthalmic Surgery // J. Select. Topics Quantum Electronics. – 2000. – Vol.6, ¹⁶. – P.1116-1121.

13. Welch D.F. A Brief History of High-Power Semiconductor Lasers // J. Select. Topics Quantum Electronics. – 2000. – Vol.6, '6. – P.1470-1477.
14. Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения. / Под ред. Котюка А.Ф. – М.: Радио и связь, 1981. – 288 с.
15. Котюк А.Ф., Кузнецов А.А. Классификация средств измерений пространственно-энергетических характеристик лазерного излучения // Метрологическое обеспечение пространственно-энергетической фотометрии. – М.: Изд-во ВНИИФТРИ. – 1988. – С.5-21.
16. Waynant R. W. Electro-Optics Handbook, 2nd edition / R. W. Waynant, M. N. Ediger. – McGraw Hill, Inc., 2000. – 29.17 p.
17. Träger F. Springer Handbook of Lasers and Optics / F. Träger. – Springer, 2007. – P. 549-554.
18. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения: Пер. с англ. – М.: Мир, 1974. – 468 с.
19. Corsi C. History highlights and future trends of infrared sensors / C. Corsi // Journal of Modern Optics. – 2010. – Vol. 57, № 18. – P. 1663-1686.
20. Wallace J. Beam-analysis tools each have their own approach laser focus world [Электронный ресурс] / J. Wallace // LaserFocusWorld. – 2015. – P. 41-47. Режим доступа до журн. : www.laserfocusworld.com.
21. Use of radiation pressure for measurement of high-power laser emission / P. A. Williams, J. A. Hadler, R. Lee [et al.] // Optics Letters. – 2013. – Vol. 38, Issue 20. – P. 4248-4251.
22. Anderson V. E. An introduction to optical radiation detectors / V. E. Anderson // IEE Colloquium on Developments in Near Infra-Red Visible Ultraviolet Detectors. London, UK. – 1991. – 4 с.
23. Rieke G. H. Detection of Light – From the Ultraviolet to the Submillimeter, 2nd edition / G. H. Rieke. – Cambridge University Press, 2003. – 363 p.
24. Strojnik, M., D'Acunto, M., Rogalski, A. Advances in infrared technology and applications: Introduction // Applied Optics Volume 55, Issue 34, 1 December 2016, Pages ITA1-ITA4

25. Corsi C. Infrared and the others / C. Corsi // Giorgio Ronchi Foundation Atti. – 2002. – Vol. 57. – P. 363-369.
26. Corsi C. History lessons and future trends in advanced IR detectors / C. Corsi // Atti della Fondazione Giorgio Ronchi. – 1998. – Vol. 53. – P. 11-20.
27. Rogalski A. Infrared detectors: status and trends / A. Rogalski // Progress in Quantum Electronics. – 2003. – Vol. 27, Issues 2-3. – P. 59-210.
28. Rogalski A. Infrared detectors at the beginning of the next millennium / A. Rogalski // Opto-Electronics Review. – 2001. – Vol. 9, № 2. – P. 173-187.
29. Corsi C. Smart sensors / C. Corsi // Microsystem Technologies. – 1995. – Vol. 1, Issue 3. – P. 149-154.
30. Тимофеев Є. П. Концепція побудови еталонної бази України у сфері енергетичної лазерометрії / Є. П. Тимофеев // Світлотехніка та електроенергетика. – 2013. – № 2. – С. 4-7.
31. Погрешность метода замещения конусного калориметра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов [и др.] // Український метрологічний журнал. – 2008. – № 2. – С. 31-36.
32. Измерение микрометровых диаметров сфокусированного лазерного излучения тонкопроволочным болометром / В. М. Кузьмичев, Б. В. Сафронов, С. В. Погорелов, В. П. Балкашин // Измерительная техника. – 2002. – № 3. – С. 28-30.
33. Measuring of micrometer diameters of focused laser radiation by bolometer from thin-wire / V. M. Kuzmichov, B. V. Safronov, S. V. Pogorelov, V. P. Balkashin // Proceedings of LFNМ'2002 IV-th International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, June 3-5, 2002. – P. 252-255.
34. Kuzmichov V. M. Calibration of the wire platinum bolometers for pulsed laser power measurements / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Telecommunication and Radio Engineering. – 2002. – Vol. 58, № 11-12. – P. 133-143.
35. Кузьмичев В. М. Температурная зависимость фактора эффективности поглощения тонкопроволочного платинового болометра / В. М.

- Кузьмичев, С. В. Погорелов // Измерительная техника. – 2003. – № 3. – С. 20-22.
36. Kuzmichov V. M. Improving the accuracy of temperature dependence measurements for absorption efficiency factor of platinum bolometers / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Telecommunication and Radio Engineering. – 2003. – Vol. 60, № 1-2. – P. 104-107.
37. Кузьмичев В. М. Определение характеристики преобразования платинового болометра для измерения преобразования энергии импульса лазера / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Измерительная техника. – 2004. – № 5. – С. 23-25.
38. Transformation of the continuous laser power on the wave length 10.6 microns by the thin-wire platinum bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, I. A. Priz [et al.] // Telecommunications and Radio Engineering. – 2005. – Vol. 63, № 5. – P. 461-471.
39. Измерение фактора эффективности поглощения тонкопроволочного болометра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, И. А. Приз [и др.] // Измерительная техника. – 2007. – № 7. – С. 28-30.
40. Profile thin-wire bolometer of lazer pulse energy / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov [et al.] // Telecommunications and Radio Engineering. – 2007. – Vol. 66, № 10. – P. 907-913.
41. Пат. № 79796 Україна, МПК G 01 R 35/00, G 01 J 5/20. Спосіб абсолютного калібрування профільного тонкодротяного болометра енергії імпульсу лазера у довгохвильовому діапазоні / Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Похілько С. М., Коонс П.; заявник та власник патенту Національний фармацевтичний університет. – № а 2005 00111; заявл. 04.01.05; опубл. 25.07.07, Бюл. № 11.
42. Пат. № 28304 Україна, МПК G 01 J 1/04. Спосіб вимірювання факторів ефективності поглинання тонкодротяних болометрів / Кузьмичов В. М., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О., Погорелов С. В.; заявник та

- власник патенту Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. – № u 2007 05014 ; заявл. 07.05.07 ; опубл. 10.12.07, Бюл. № 20.
43. Kuzmichov V. M. Transformation of the continuous laser power on wavelength 10,6 microns with thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of LFNМ 2004 6-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 6-9 September, 2004. – P. 238-241.
 44. Mathematical modeling of devices for measuring of laser radiation characteristics by wire grids / N. G. Kokody, D. N. Kokody, S. V. Pogorelov [et al.] // Proceedings of LFNМ 2004 6-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 6-9 September, 2004. – P. 140-142.
 45. Kuzmichov V. M. Calibration method of thin-wire platinum bolometer of laser radiation pulse energy / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Proceedings of CAOL'2003 1-st International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Alushta, Crimea, Ukraine, 16-20 September, 2003. – Vol. 2. – P. 165-168.
 46. Кузьмичов.В. М. Перетворення тонкодротяним платиновим болометром безперервної потужності лазера на довжині хвилі 10,6 мкм / В. М. Кузьмичов, С. В. Погорелов // Міжнародна наукова конференція Каразінські природознавчі студії, м. Харків, Україна, 14-16 червня 2004. – С. 165-167.
 47. Kuzmichov V. M. Transformation of laser pulse energy on wavelength 1.06 micron with platinum bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of LFNМ 2006 8-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 29 June - 1 July, 2006. – P. 241-244.
 48. Kuzmichov V. M. Power and energy measurement of laser pulse radiation with three profile bolometric gratings / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2005 2-nd International Conference on Advanced

- Optoelectronics and Lasers, Yalta, Crimea, Ukraine, September 12-17, 2005. – Vol. 2. – P. 272-275.
49. Кузьмичев В. М. Преобразование платиновым тонкопроволочным болометром энергии импульса лазера / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2003. – № 2. – С. 42-47.
 50. Кузьмичев В. М. Повышение точности определения температурной зависимости фактора эффективности поглощения тонкопроволочного платинового болометра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2004. – № 1. – С. 42-43.
 51. Кузьмичев В. М. Преобразование тонкопроволочным платиновым болометром непрерывной мощности лазера на длине волны 10,6 мкм / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, П. Коонс // Український метрологічний журнал. – 2005. – № 3. – С. 39-41.
 52. Измерение коэффициента дихроизма тонкопроволочного болометра и состояния поляризации лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов [и др.] // Метрология (Ежемесячное приложение к научно-техническому журналу "Измерительная техника"). – 2007. – № 5. – С. 40-44.
 53. Пат. № 27210 Україна, МПК G 01 J 1/04. Спосіб вимірювання коефіцієнта дихроїзму тонкодротяного болометра / Кузьмичев В. М., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О., Погорелов С. В., Кьонс П.; заявник та власник патенту Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. – № u 2007 05508; заявл. 21.05.07; опубл. 25.10.07, Бюл. № 17.
 54. Двухрешеточный болометрический измеритель линейной поляризации лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов [и др.] // Метрология (Ежемесячное приложение к научно-техническому журналу "Измерительная техника"). – 2009. – № 5. – С. 17-22.
 55. Bolometric measurer of linear polarization of laser radiation / S. V. Pogorelov, I. A. Priz, B. V. Safronov [et al.] // Telecommunications and Radio Engineering. – 2013. – Vol. 72, № 15. – P. 1423-1429.

56. Измерение линейной или эллиптической поляризации лазерного излучения трехрешеточным болометром / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов [и др.] // Радиофизика и радиоастрономия. – 2009. – Т. 14, № 2. – С. 214-221.
57. Кузьмичев В. М. Модифицированный двухрешеточный болометрический измеритель линейной поляризации лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Радиотехника. – 2014. – Вып. 178. – С. 63-66.
58. Пат. № 35374 Україна, МПК G 01 J 1/04, G 01 J 5/00. Вимірювач поляризації лазерного випромінювання / Кузьмичов В. М., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О., Погорелов С. В., Коонс П.; заявник та власник патенту Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. – № у 2008 05632; заявл. 30.04.08 ; опубл. 10.09.08, Бюл. № 17.
59. Пат. № 41319 Україна, МПК G 01 J 1/04, G 01 J 5/00. Спосіб вимірювання параметрів еліптичної поляризації лазерного випромінювання трирешітковим болометром / Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О.; заявники та власники патенту Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О. – № у 2009 00507; заявл. 23.01.09; опубл. 12.05.09, Бюл. № 9.
60. Пат. № 41595 Україна, МПК G 01 J 1/04, G 01 J 5/00. Спосіб вимірювання лінійної поляризації лазерного випромінювання двогратовим болометром / Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О.; заявники та власники патенту Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О. – № у 2009 00465; заявл. 22.01.09 ; опубл. 25.05.09, Бюл. № 10.
61. Kuzmichov V. M. Measuring of laser radiation polarization state with three profile bolometric gratings / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2005 2-nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Yalta, Crimea, Ukraine, September 12-17, 2005. – Vol. 2. – P. 216-219.

62. Measuring of the factor of absorption efficiency of thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, I. A. Priz, B. V. Safronov [et al.] // Proceedings of CAOL 2005 2-nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Yalta, Crimea, Ukraine, September 12-17, 2005. – Vol. 2. – P. 313-315.
63. Laser radiation polarization state measurement with three-gratings bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov [et al.] V. P. Balkashin, I. A. Priz, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2008 4-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Alushta, Crimea, Ukraine, September 29 - October 4, 2008. – P. 338-342.
64. Measurement of linear polarization of laser radiation with two-grating thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov [et al.] // Proceedings of CAOL'2010 5-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Sevastopol, Crimea, Ukraine, 10-14 September, 2010. – P. 173-174.
65. Estimation of linear polarization angle of laser radiation with two-grating thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov [et al.] // Proceedings of LFNМ*2011 11-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkov, Ukraine, September 4-8, 2011. – 3 p.
66. Кузьмичев В. М. Измерение состояния поляризации лазерного излучения тремя профильными болометрическими решетками / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, П. Коонс // Український метрологічний журнал. – 2007. – № 3. – С. 38-42.
67. Кузьмичев В. М. Измерение параметров эллиптической поляризации лазерного излучения тонкопроволочным болометром / В. М. Кузьмичев, Е. В. Кузьмичева, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2009. – № 2. – С. 35-38.
68. Измерение направления линейной поляризации лазерного излучения решетчатыми болометрическими приемниками / Н. Г. Кокодий, С. В. Погорелов, А. О. Пак [и др.] // Український метрологічний журнал. – 2012. – № 2. – С. 32-36.

69. Kuzmichov V. M. Measuring of Gaussian beam laser pulse parameters with nonlinear thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Telecommunication and Radio Engineering. – 2003. – Vol. 59, № 7-9. – P. 151-158.
70. Кузьмичев В. М. Измерение параметров импульса пучка лазера тонкопроволочными болометрами / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Радиопизика и радиоастрономия. – 2003. – Т. 8, № 4. – С. 369-374.
71. Профільний болометр параметрів лазерного випромінювання / С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин [и др.] // Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна №1038. Серія «Радіофізика та електроніка». – 2012. – Вип. 21. – С. 73-76.
72. Измерение температурной зависимости факторов эффективности поглощения платинового болометра на длине волны излучения 1,06 мкм / С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз // Сенсорна електроніка і мікросистемні технології. – 2014. – Т. 11, № 2. – С. 40-46.
73. Profile bolometer of laser radiation parameters / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov [et al.] // Proceedings of LFNМ 2006 8-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 29 June - 1 July, 2006. – P. 237-240.
74. Profile thin-wire bolometer of laser pulse energy / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov [et al.] // Proceedings of CAOL 2008 4-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Alushta, Crimea, Ukraine, September 29 - October 4, 2008. – P. 343-347.
75. Калибровка двухрешётчатого болометрического измерителя параметров лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов [и др.] // Український метрологічний журнал. – 2009. – № 4. – С. 31-34.
76. Прямые и обратные задачи теплопередачи в лазерной технике и метрологии / Н. Г. Кокодий, В. А. Свич, С. В. Погорелов [и др.]. – Харьков: Изд-во Харьковского национального университета им. В. Н. Каразина, 2012. – 240 с.

77. Svelto O. Principles of Lasers / O. Svelto. – New York : Plenum Publishing Corporation, 1998. – 604 p.
78. Herzog W. D., Goldberg B. B., Unlu M. S. Beam Steering in Narrow-Stripe High-Power 980-nm Laser Diodes // IEEE Photonics Technology Letters. – 2000. – Vol.12, №12. – P.1604-1606.
79. Azawe M. I. Temperature dependence of wall-plug efficiency of high power laser diodes / M. I. Azawe // International Journal of Physical Sciences. – 2013. – Vol. 8, № 10. – P. 362-370.
80. Highly temperature insensitive quantum cascade lasers / Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Tsao [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 97, № 25. – P. 251104-3.
81. Behringer M. High power diode lasers. Technology and applications / M. Behringer. – Berlin : Springer, 2007 – 533 p.
82. Thermal resistance and optimal fill factor of a high power diode laser bar / B. Laikhtman, A. Gourevitch, D. Westerfeld [et al.] // Semicond. Sci. Technol. – 2005. – Vol. 20, № 10. – P. 1087-1095.
83. Ma X., Zhong L. Advance in high power semiconductor diode lasers / X. Ma, L. Zhong // Proc. SPIE. – 2007. – Vol. 6824. – P. 682402-1.
84. Rogalski A. Infrared devices and techniques / A. Rogalski, K. Chrzanowski // Opto-Electronics Review. – 2002. – Vol. 10, № 2. – P. 111-136.
85. Rogalski A. Optical detectors for focal plane arrays / A. Rogalski // Opto-Electronics Review. – 2004. – Vol. 12, № 2. – P. 221-245.
86. Razeghi M. Current status and future trends of infrared detectors / Opto-Electronics Review. – 1998. – Vol. 6, № 3. – P. 155-194.
87. Advanced applications to security of IR smart microbolometers [Электронный ресурс] / C. Corsi, N. Liberatore, S. Mengali [et al.] // Proceedings of SPIE. – 2007. – Vol. 6739. Режим доступа до журн. : doi:10.1117/12.747157.
88. A. A. Kosterev and F. K. Tittel, “Chemical sensors based on quantum cascade lasers,” IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 38, no. 6, pp. 582–591, 2002.

89. Boris G. Vainer Lasers and infrared thermography: advantageous cooperation // Vol. 55, No. 34 / December 1 2016 / Applied Optics P. – D95-D100.
90. Corsi C. Infrared: a key technology for security systems [Электронный ресурс] / C. Corsi // Advances in Optical Technologies. – 2012. – Vol. 2012, Article ID 838752. – 15 p. Режим доступа до журн. : <http://dx.doi.org/10.1155/2012/838752>.
91. Corsi C. Smart Sensors [Электронный ресурс] / C. Corsi // Proceedings of SPIE. – 2006. – Vol. 6297. Режим доступа до журн. : [doi:10.1117/12.687689](https://doi.org/10.1117/12.687689).
92. Moini A. Vision chips, or seeing silicon [Электронный ресурс] / A. Moini // Tech. Rep., 1998. Режим доступа до журн.: <http://www.eleceng.adelaide.edu.au/Groups/GAAS/Bugeye/visionchips>.
93. Explosive detection using infrared laser spectroscopy [Электронный ресурс] / J. Hildenbrand, J. Herbst, J. Wo"llenstein, A. Lambrecht // Proceedings of SPIE. – 2009. – Vol. 7222. Режим доступа до журн. : [doi:10.1117/12.808976](https://doi.org/10.1117/12.808976).
94. A. Lambrecht, S. Hartwig, J. Herbst, and J. Wo"llenstein, "Hollow fibers for compact infrared gas sensors," in Photonic Crystal Materials and Devices VII, Proceedings of SPIE, January 2008.
95. Razeghi M. Current status and future trends of infrared detectors / M. Razeghi // Opto-Electronics Review. – 1998. – Vol. 6, № 3. – P. 155-194.
96. Rogalski A. IR detectors: the next millennium / A. Rogalski // Proceedings of SPIE. – 2000. – Vol. 4413. – P. 307-322.
97. Mobile laser scanning for monitoring polyethylene city infrastructure networks / M. Al-Hader, A. Rodzi, A. R. Sharif, N. Ahmad // Journal of Geography and Regional Planning. – 2011. – Vol. 4, № 6. – P. 364-370.
98. Инфракрасные датчики длинноволнового диапазона на квантовых ямах компании IRnova / С. Смук, Ю. Кочанов, М. Петрошенко, Д. Соломицкий // Компоненты и технологии. – 2014. – № 1. – С. 152-157.
99. Rogalski A. Infrared detectors / A. Rogalski. – Overseas Publishers Association, OPA, 2000.

100. Rogalski A. Infrared detectors, 2nd edition / A. Rogalski. – CRC Press, 2011. – 876 p.
101. Rogalski A. Infrared detectors: an overview / A. Rogalski // Infrared Physics & Technology. – 2002. – Vol. 43. – P. 187-210.
102. Rogalski A. Infrared detectors: status and trends/ A. Rogalski // Progress in Quantum Electronics. – 2003. – Vol. 27. – P. 59-210.
103. Ciupa R. Performance limitations of photon and thermal infrared detectors / R. Ciupa, A. Rogalski // Opto-Electr. Rev. – 1997. – Vol. 5, № 4. – P. 257-266.
104. Norton P. R. Status of infrared detectors [Электронный ресурс] / P. R. Norton // Proceedings of SPIE. – 1998. – Vol. 3379. Режим доступа до журн. : doi:10.1117/12.317577.
105. Gutschwager B. Determination of the responsivity non-uniformity of an infrared camera with regard to the measurement of radiance temperatures / B. Gutschwager, D. Cárdenas-García, J. Hollandt // Measurement Science and Technology. – 2015. – Vol. 26, № 11. – P. 115402-115410.
106. Матричные фотоприемные устройства среднего и дальнего инфракрасных диапазонов спектра на основе фотодиодов из $Cd_xHg_{1-x}Te$ / В. И. Стафеев, К. О. Болтарь, И. Д. Бурлаков [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т. 39, вып. 10. – С. 1257-1265.
107. Kozlowski L. J. Infrared detector arrays / L. J. Kozlowski, W. F. Kosonocky. // Handbook of Optics, chapter 23. – New York : McGraw-Hill, 1995. – P. 33.1-33.33.
108. Любченко А. В. Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотоэлектроники. Современные тенденции, новые материалы / А. В. Любченко, Е. А. Сальков, Ф. Ф. Сизов. – Киев : Наукова думка, 1984. – С. 94-127.
109. Simone Boccardi, Giovanni Maria Carlomagno, And Carosena Meola Basic temperature correction of QWIP cameras in thermoelastic/plastic tests of composite materials // Vol. 55, No. 34 / December 1 2016 /Applied Optics P. D87-D94.

110. Gunapala S. D., Bandara K. M. S. V. Recent developments in quantum-well infrared photodetectors / S. D. Gunapala, K. M. S. V. Bandara // *Thin Films*. – 1995. – Vol. 21. – P. 113-237.
111. Rogalski A. Quantum well infrared photoconductors in infrared detectors technology / A. Rogalski // *International Journal of High Speed Electronics and Systems*. – 2002. – Vol. 12, № 3. – P. 593-658.
112. Shepherd F. Schottky diode infrared detectors / F. Shepherd // *Proceedings of SPIE*. – 1983. – Vol. 443. – P. 42.
113. Kosonocky W. Schottky barrier IR CCD arrays / W. Kosonocky // *Proceedings of SPIE*. – 1983. – Vol. 443. – P. 167.
114. Vergara G. VDP PbSe technology fills the existing gap in uncooled, low-cost and fast IR imagers / G. Vergara, R. Linazes-Herrero, Gutierrez-Alvarez [et al.] // *SPIE Proc.* – 2011. – Vol. 8012. – P. 80121Q-1...11.
115. Corsi C. Infrared detector arrays by new technologies / C. Corsi // *Proceedings of the IEEE*. – 1975. – Vol. 63, № 1. – P. 14-26.
116. Elliot C. T., Day D., Wilson D. An integrating detector for serial scan thermal imaging / C. T. Elliot, D. Day, D. Wilson // *Infrared Physics*. – 1982. – Vol. 22, № 1. – P. 31-42.
117. Henini M. Handbook of infrared detection technologies / M. Henini, M. Razeghi. – Elsevier Science, 2002. – 532 p.
118. Preparation and properties of HgTe and mixed crystals of HgTe-CdTe / W. D. Lawson, S. Nielson, E. H. Putley, A. S. Young // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1959. – Vol. 9, № 3-4. – P. 325-329.
119. Third-generation infrared imagers / P. Norton, J. Campbell, S. Horn, D. Reago // *Proceedings of SPIE*. – 2000. – Vol. 4130. – P. 226-236.
120. Арбенина В. В. Влияние дефектов эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$ на фотоэлектрические параметры матричных фотоприемных устройств / В. В. Арбенина, А. С. Кашуба, Е. В. Пермикина // *Вестник МИТХТ*. – 2013. – Т. 8, № 6. – С. 82-87.

121. Hyseni G. Infrared thermal detectors parameters: semiconductor bolometers versus pyroelectrics / G. Hyseni, N. Caka, K. Hyseni // WSEAS Transactions on Circuits and Systems. – 2010. – Vol. 9, Issue 4. – P. 238-247.
122. Richards P. L. Bolometers for infrared and millimeter waves / P. L. Richards // J. Appl. Phys. – 1994. – Vol. 76, № 1. – P. 1-24.
123. Wood R. A. Integrated uncooled infrared detector imaging arrays / R. A. Wood, C. J. Han, P. W. Kruse // Proceedings of the IEEE Solid State Sensors & Actuators Workshop, Hilton Head Island, SC, USA, 1992.
124. Composite infrared bolometers with Si_3N_4 micromesh absorbers / P. D. Manskopf, J. J. Bock, H. Del Castillo [et al.] // Applied Optics. – 1997. – Vol. 36, № 4. – P. 765-771.
125. Hossain A. Pyroelectric detectors and their applications / A. Hossain, M. H. Rashid // IEEE Transaction on Industry Applications. – 1991. – Vol. 27. Issue 5. – P. 824-829.
126. Whatmore R. W. Pyroelectric devices and materials / R. W. Whatmore // Reports on Progress in Physics. – 1986. – Vol. 49, № 12. – P. 1335-1386.
127. Watton R. Ferroelectric materials and devices in infrared detection and imaging / R. Watton // Ferroelectrics. – 1989. – Vol. 91, № 1. – P. 87-108.
128. Liu S. T. Pyroelectric detectors and materials / S. T. Liu, D. Long // Proceedings of the IEEE. – 1978. – Vol. 66, № 1. – P. 14-26.
129. Beerman P. H. The pyroelectric detector of infrared radiation / P. H. Beerman // IEEE Transaction on Electron Devices. – 1969. – Vol. 16, Issue. 6. – P. 554-557.
130. Kimmitt M. F. The use of pyroelectric detector to measure Q-switched CO₂laser pulses / M. F. Kimmitt, J. H. Ludlow, E. H. Putley // Proceedings of the IEEE. – 1968. – Vol. 56, Issue 7. – P. 1250.
131. IR microbolometer with self-supporting structure operating at room temperature / H. Wang, X. Yi, G. Huang [et al.] // Infrared Physics and Technology. – 2004. – Vol. 45, Issue 1. – P. 53-57.
132. Nemanich J. Microbolometer detectors for passive millimeter – wave imaging / J. Nemanich. – Army Research Laboratory, 2005.

133. Optics and photonics – Lasers and laser-related equipment – Test methods for laser beam power, energy and temporal characteristics : ISO/DIS 11554. – [Document published on 2016-05]. – 19 p.
134. Кузьмичев В. М. Решетчатый измеритель энергии импульсов излучения ОКГ / В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин, И. А. Приз // Приборы и техника эксперимента. – 1974. – № 2. – С. 194-197.
135. Перепечай М. П. Поглощение инфракрасного излучения платиновыми микропроводами / М. П. Перепечай, В. М. Кузьмичев, А. В. Золотойкин // Импульсная фотометрия. – 1978. – Вып. 5. – С. 58-61.
136. Кузьмичев В. М. Поглощение электромагнитных волн металлическим цилиндром / В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин // Оптика и спектроскопия. – 1974. – Т. 37, № 3. – С. 564-568.
137. Кузьмичов В. М. Дія випромінювання гігантських імпульсів ОКГ на тонку металеву нитку / В. М. Кузьмичов, Ю. М. Латинін // Вісник ХДУ. Радіофізика. – 1973. – № 92, вип. 2. – С. 86-89.
138. Латынин Ю. М. Взаимодействие тонких металлических нитей с гигантскими импульсами ОКГ / Ю. М. Латынин, В. М. Кузьмичев // Импульсная фотометрия. – 1973. – Вып. 3 – С. 47-49.
139. Кузьмичев В. М. Поглощение электромагнитных волн металлическим цилиндром / В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин // Оптика и спектроскопия. – 1974. – Т. XXXVII, вып. 3 – С. 564-568.
140. О дихроизме металлических цилиндров эллиптического сечения / В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин, А. М. Москиенко, В. И. Шапаренко // Радиотехника. – 1975. – Вып. 35 – С. 144-147.
141. Кузьмичев В. М. К вопросу о дихроизме при рассеянии электромагнитного излучения на металлических нитях / В. М. Кузьмичев, В. М. Комолов, Ю. М. Латынин // Радиотехника. – 1975. – Вып. 35. – С. 140-143.
142. Комолов В. М. Интегральные энергетические характеристики взаимодействия плоской электромагнитной волны с проводником цилиндрического сечения при наклонном падении / В. М. Комолов, В. М.

- Кузьмичев, Ю. М. Латынин // Оптика и спектроскопия. – 1977. – Т. 43, вып. 2 – С. 280-282.
143. Кузьмичев В. М. Рассеяние, поглощение и ослабление электромагнитных волн при нормальном падении на металлический цилиндр / В. М. Кузьмичев, В. В. Камышан, Ю. М. Латынин // Оптика и спектроскопия. – 1976. – Т. 40, вып. 1 – С. 146-153.
144. Катрич А. Б. Поглощение электромагнитной энергии металлическим цилиндром / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев // Оптика и спектроскопия. – 1980. – Т. 48, вып. 6. – С. 1126-1129.
145. Катрич А. Б. Поглощение электромагнитного излучения круговыми цилиндрами большого диаметра / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев // Оптика и спектроскопия. – 1984. – Т. 56, № 3. – С. 508-511.
146. Кузьмичев В. М. Малоинерционный измеритель мощности лазера на двуокиси углерода / В. М. Кузьмичев, М. П. Перепечай // Квантовая электроника. – 1974. – № 11. – С. 2407-2410.
147. Говорун Е. Я. О динамике тепловых процессов в тонкопроволочных болометрических преобразователях излучения ОКГ / Е. Я. Говорун, В. М. Кузьмичев, М. П. Перепечай // Радиотехника. – 1976. – № 37. – С. 107-112.
148. Кузьмичев В. М. К вопросу определения энергетического центра и диаметра пучка излучения оптического квантового генератора / В. М. Кузьмичев, А. Б. Катрич // Квантовая электроника. – 1975. – Т. 2, № 1. – С. 177-179.
149. Катрич А. Б. Измерение направления поляризации электромагнитного излучения / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев // Импульсная фотометрия. – 1978. – Вып. 5. – С. 129-131.
150. О температурной зависимости чувствительности решетчатого измерителя энергии излучения ОКГ / Ю. В. Колтюк, В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин, И. А. Приз // Радиотехника. – 1978. – Вып. 44. – С. 99-103.

151. Кузьмичев В. М. Приемный элемент для исследования пространственных энергетических характеристик оптического излучения / В. М. Кузьмичев, Р. Г. Яременко // Импульсная фотометрия. – 1979. – Вып. 6. – С.155-157.
152. Кузьмичев В. М. К характеристике преобразования платинового болометрического приемника излучения / В. М. Кузьмичев, А. В. Золотайкин, А. С. Сахин // Импульсная фотометрия. – 1984. – Вып. 8 – С. 166-168.
153. Золотайкин А. В. Болометрический приемник лазерного излучения / А. В. Золотайкин, В. М. Кузьмичев, В. П. Балкашин //Квантовая электроника. – 1983. – Т. 10, № 6. – С. 1260-1261.
154. Катрич А. Б. Применение дифракционных ответвителей для анализа пространственной структуры излучения / А. Б. Катрич, А. В. Худошин, В. М. Кузьмичев // Квантовая электроника. – 1983. – Т. 10, № 11. – С. 2299-2304.
155. Закуренко О. Е. Измерение коэффициентов отражения проволочным болометром / О. Е. Закуренко, В. М. Кузьмичев, И. А. Приз // Импульсная фотометрия. – 1984. – Вып. 8 – С. 185-186.
156. Кузьмичев В. М. Калибровка проходных болометрических преобразователей энергии лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, И. А. Приз, Ю. М. Латынин // Радиотехника. – 1984. – № 70. – С. 121-124.
157. О стабильности болометрических приемников лазерного излучения / А. П. Аверин, Е. П. Глотов, А. В. Золотайкин [и др.] // Измерительная техника. – 1986. – № 7. – С. 26-27.
158. Применение болометрических преобразователей для измерения параметров пучков излучения / А. Б. Катрич, В. В. Камышан, В. М. Кузьмичев, А. В. Худошин // Радиотехника. – 1987. – Вып. 83. – С. 41-44.
159. Кузьмичев В. М. Болометрический измеритель мощности лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, В. П. Балкашин, А. В. Золотайкин // Приборы и техника эксперимента. – 1988. – № 2. – С. 225.

160. Катрич А. Б. Измерительная система для определения пространственно-энергетических параметров лазерного излучения / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев, А. В. Худошин // Радиотехника. – 1988. – № 86. – С. 48-53.
161. Кузьмичев В. М. Измерение пространственно-энергетических характеристик оптического излучения болометрическими решетками / В. М. Кузьмичев, Р. Г. Яременко // Вестник ХГУ. – 1987. – № 307. – С. 77-81.
162. Кузьмичев В. М. Болометрический измеритель мощности лазерного излучения в условиях вынужденного конвективного теплообмена / В. М. Кузьмичев, В. П. Балкашин, А. В. Золотайкин // Радиотехника. – 1991. – Вып. 94. – С. 131-134.
163. Кузьмичев В. М. Измерение параметров оптических пучков структурами болометрических нитей / В. М. Кузьмичев, Р. Г. Яременко, А. В. Степин // Вестник ХГУ. – 1991. – № 355. – С. 5-7.
164. Кузьмичев В. М. Нелинейность характеристики преобразования импульсно-периодического лазерного излучения микропроволочными болометрами / В. М. Кузьмичев, А. В. Золотайкин // Измерительная техника. – 1993. – № 9. – С. 30-32.
165. Кузьмичев В. М. Нелинейность преобразования тонкопроволочных болометров импульса лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, А. А. Стадник // Измерительная техника. – 1993. – № 10. – С. 33-35.
166. Кузьмичев В. М. Нелинейность преобразования тонкопроволочным болометром периодических лазерных импульсов / В. М. Кузьмичев // Измерительная техника. – 1995. – № 2. – С. 30-32.
167. Кузьмичев В. М. Измерение угла направления линейной поляризации лазерного излучения нелинейными тонкопроволочными болометрами / В. М. Кузьмичев, Е. В. Кузьмичева // Измерительная техника. – 1996. – № 8. – С. 24-26.

168. Кузьмичев В. М. Об одном способе измерения интенсивной мощности лазера тонкопроволочным болометром / В. М. Кузьмичев, С. Н. Похилько // Метрология. – 1997. – № 8. – С. 22-27.
169. Кузьмичев В. М. Один из дифференциальных способов измерения интенсивной мощности лазера тонкопроволочным болометром / В. М. Кузьмичев, С. Н. Похилько, А. Н. Бортник // Измерительная техника. – 1997. – № 11. – С. 27-29.
170. Восстановление фазового распределения в пучке излучения методом параметризации / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев, В. Н. Фоменко, А. В. Худошин // Радиотехника. – 1989. – Вып. 90. – С. 66-69.
171. Кузьмичев В. М. Измерение эллиптической поляризации интенсивного лазерного излучения нелинейными тонкопроволочными болометрами / В. М. Кузьмичев, Е. В. Кузьмичева // Измерительная техника. – 1998. – № 6. – С. 19-22.
172. Кузьмичев В. М. Погрешность тонкопроволочного болометра повышенной точности энергии импульса лазера / В. М. Кузьмичев, С. Н. Похилько // Український метрологічний журнал. – 1997. – № 4. – С. 33-35.
173. Кузьмичев В. М. Измерение угла направления линейной поляризации лазерного излучения тонкопроволочными болометрами / В. М. Кузьмичев, Е. В. Кузьмичева // Український метрологічний журнал. – 1998. – № 1. – С. 48-51.
174. Кузьмичев В. М. Методика измерения обобщенной площади лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. Н. Похилько // Измерительная техника – 2000. – № 3. – С. 39-42.
175. Кузьмичев В. М. Случайные погрешности измерения параметров эллиптической поляризации интенсивного лазерного излучения тонкопроволочными болометрами / В. М. Кузьмичев, Е. В. Кузьмичева // Український метрологічний журнал. – 2000. – Вып. 3. – С. 37-41.

176. Кузьмичев В. М. Тонкопроволочный болометр энергии импульса лазера / В. М. Кузьмичев, С. Н. Похилько // Измерительная техника. – 2000. – № 10. – С. 27-30.
177. Кузьмичев В. М. Влияние нелинейности преобразования болометра на измерение неравномерности распределения интенсивности лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. Н. Похилько // Измерительная техника. – 2001. – № 6. – С. 11-14.
178. Кузьмичев В. М. Измерение энергетических параметров интенсивного излучения лазера трехрешетчатым тонкопроволочным болометром / В. М. Кузьмичев // Радиофизика и радиоастрономия. – 1999 – Т. 4, № 4. – С. 369-375.
179. Измерение факторов эффективности поглощения тонкопроволочного болометра / В. М. Кузьмичев, И. А. Приз, Б. В. Сафронов [и др.] // Измерительная техника. – 2007. – № 7. – С. 28-30.
180. Кузьмичев В. М. Влияние неоднородности поглощения по поверхности болометра и его диаметра на регистрируемое профильное распределение фокального пятна / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Метрология. – 2001. – № 9. – С. 36-42.
181. Кузьмичев В. М. Переходные процессы тонкопроволочного болометра фокального пучка лазера / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Вестник ХГУ. – 1998. – № 405. – С. 133-136.
182. Кузьмичев В. М. Нелинейность характеристики тонкопроволочного болометра сфокусированного лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Измерительная техника. – 1999. – № 12. – С. 44-47.
183. Кузьмичев В. М. Измерение диаметра фокального пятна лазерного излучения тонкопроволочным болометром / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 1999. – Вип. 4. – С. 27-29.
184. Кузьмичев В. М. Случайная погрешность измерения диаметра фокального пятна непрерывного излучения лазера тонкопроволочным болометром /

- В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2000. – Вип. 1. – С. 67-59.
185. Кузьмичев В. М. Влияние неоднородности поглощения по поверхности болометра и его диаметра на регистрируемое профильное распределение фокального пятна / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Метрология. – 2001. – № 9. – С. 18-27.
186. Кокодий Н. Г. Измерение распределения интенсивности в пучке теплового излучения / Н. Г. Кокодий // Теплофизика высоких температур. – 2007. – Т. 45. – С. 289-295.
187. Кокодий Н. Г. Решетчатый измеритель пространственно-энергетических характеристик лазерного излучения / Н. Г. Кокодий, В. А. Тиманюк, Хе Ши. // Український метрологічний журнал. – 2008. – Вип. 1. – С. 20-23.
188. Катрич А. Б. Поглощение металлических цилиндров / А. Б. Катрич // Журнал технической физики. – 1983. – Т. 53, № 3. – С. 604-605.
189. Катрич А. Б. Дифракционная картина за цилиндром в области тени / А. Б. Катрич, Н. Г. Кокодий // Оптика и спектроскопия. – 1986. – Т. 60, № 4. – С. 820-824.
190. Катрич А. Б. Измерение пространственно-энергетических характеристик лазерного излучения / А. Б. Катрич, А. В. Худошин // Автометрия. – 1987. – № 2. – С. 108-110.
191. Катрич А. Б. Болометрический анализатор параметров излучения / А. Б. Катрич, А. В. Худошин // Приборы и техника эксперимента. – 1988. – № 2. – С. 227.
192. Катрич А. Б. Комплексная диагностика пучков излучения / А. Б. Катрич, А. В. Худошин // Оптика и спектроскопия. – 1999. – Т. 68, № 2. – С. 383-385.
193. Катрич А. Б. Измерение функций распределения многоэлементными преобразованиями / А. Б. Катрич // Автометрия. – 1989. – № 4. – С. 100-101.

194. Катрич А. Б. Диагностика пространственно-энергетических параметров лазерного пучка / А. Б. Катрич // Український метрологічний журнал. – 2003 – Вип. 1. – С. 49-53.
195. Катрич А. Б. Определение функций распределения характеристик теплообменных преобразований / А. Б. Катрич, В. В. Камышан // Инженерно-физический журнал. – 1990. – № 2. – С. 208-211.
196. А. с. 406255 СССР, МК Н 01 S 3/02. Измеритель расходимости излучения оптических квантовых генераторов / В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин (СССР). – № 1751907/26-25 ; заявл. 18.11.72 ; опубл. 05.11.73, Бюл. № 45.
197. А. с. 411561 СССР, МК Н 01 S 3/00. Измеритель излучения ОКГ / В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин (СССР). – № 16414732/26-25 ; заявл. 30.03.71 ; опубл. 15.01.74, Бюл. № 2.
198. А. с. 472592 СССР, МК G 02 B 5/00. Приемный элемент, чувствительный к поляризации / В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин (СССР). – № 1842784/18-10 ; заявл. 30.10.72 ; Зарегистрировано 30.10.1972 г.
199. А. с. 636945 СССР, МК2 G 01 J 1/30. Способ измерения энергии и мощности оптических квантовых генераторов / В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин, М. П. Перепечай (СССР). – № 1932448/18-25 ; заявл. 22.06.73 ; Зарегистрировано 14.08.1978 г.
200. А. с. 679054 СССР, МК2 Н 01 S 3/00, G 01 у 5/00. Измеритель излучения ОКГ / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин, М. П. Перепечай (СССР). – № 2420150/18-25 ; заявл. 15.11.76 ; Зарегистрировано 16.04.1979 г.
201. А. с. 693781 СССР, МК G01 J 5/28, G 01 К 17/20. Приемник измерителя излучения ОКГ / В. М. Кузьмичев, Р. Г. Яременко, В. М. Комолов, А. Б. Катрич (СССР). – № 2569163/18-25 ; заявл. 17.01.78 ; Зарегистрировано 28.06.1979 г.
202. А. с. 807166 СССР, МК3 G 01/21-55. Способ определения коэффициента отражения / О. Е. Закуренко, В. М. Кузьмичев, И. А. Приз (СССР). – № 2623434/18-25 ; заявл. 05.06.78 ; опубл. 23.02.81, Бюл. № 7.

203. А. с. 828918 СССР, МКЗ Н 01 S 3/02. Устройство для измерения углов расходимости лазерного луча / В. А. Епишин, М. В. Неофитный, В. М. Кузьмичев, В. А. Вазюлин, А. И. Дидюков (СССР). – № 2801339/18-25 ; заявл. 25.07.79 ; Зарегистрировано 07.01.1981 г.
204. А. с. 830847 СССР, МКЗ G 01 J 1/04. Устройство для измерения мощности электромагнитного излучения / В. М. Кузьмичев, В. П. Балкашин, А. В. Золотайкин, М. П. Перепечай (СССР). – № 2868180/18-25; заявл. 07.12.79 ; Зарегистрировано 14.01.1981 г.
205. А. с. 898842 СССР, МКЗ G 01 J 5/20. Устройство для измерения параметров электромагнитного излучения / Р. Г. Яременко, В. М. Кузьмичев, В. М. Комолов, Г. Г. Демьяненко (СССР). – № 3004301/18-25 ; заявл. 26.08.80 ; Зарегистрировано 14.09.1981 г.
206. А. с. 1003629 СССР, МКЗ G 01 J 5/20. Устройство для измерения пространственно-энергетических характеристик оптического излучения / Р. Г. Яременко, В. М. Комолов, В. М. Кузьмичев (СССР). – № 3261420 ; заявл. 29.12.80 ; Зарегистрировано 09.11.1982 г.
207. А. с. 1014365 СССР, МКЗ G 01 J 5/20. Измеритель пространственно-временных характеристик оптического излучения / В. М. Кузьмичев, Р. Г. Яременко, В. И. Алешин (СССР). – № 3274696 ; заявл. 13.04.81 ; Зарегистрировано 21.12.1982 г.
208. А. с. 1102330 СССР, МКЗ G 01 J 5/20. Устройство для измерения мощности электромагнитного излучения / В. М. Кузьмичев, А. В. Золотайкин, С. Н. Похилько (СССР). – № 3546344 ; заявл. 29.11.82 ; Зарегистрировано 07.03.1984
209. А. с. 1122895 СССР, МК G 01 J 1/00. Устройство для определения кривизны фазового фронта пучка излучения / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев, А. В. Худошин, Е. П. Глотов, Н. Н. Сажина (СССР). – № 3610180 ; заявл. 24.06.83 ; Зарегистрировано 08.07.1984 г.
210. А. с. 1152353 СССР, МКЗ G 01 J 1/00. Устройство для измерения распределения плотности мощности / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев, А. В.

- Худошин, Е. П. Глотов, Н. Н. Сажина (СССР). – № 3605827 ; заявл. 03.05.83; Зарегистрировано 22.12.1984 г.
211. А. с. 1179113 СССР, МК G 01 J 5/14. Измеритель обобщенной площади сечения пучка излучения / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев, А. В. Худошин, В. А. Данилычев, Н. Н. Сажина, Н. В. Чебуркин (СССР). – № 3714921 ; заявл. 28.03.84 ; Зарегистрировано 15.08.1985 г.
212. А. с. 1207268 СССР, МК3 G 01 J 1/00. Измеритель параметров пучка импульсного излучения / А. В. Золотайкин, А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев, А. В. Худошин (СССР). – № 374623 ; заявл. 28.05.84 ; Зарегистрировано 22.09.1985 г.
213. А. с. 1218771 СССР, МК3 G 01 J 1/00. Устройство для измерения дискретного относительного распределения энергии в поперечном сечении лазерного пучка / Р. Г. Яременко, В. М. Кузьмичев, И. М. Ефанов (СССР). – № 3688007 ; заявл. 06.01.84 ; Зарегистрировано 15.11.1985 г.
214. А. с. 1258162 СССР, МК3 G 1 J 1/42. Устройство для измерения размера пучка излучения / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев, А. В. Худошин, А. С. Петров, В. С. Петров, В. К. Федоров (СССР). – № 3825534 ; заявл. 17.12.84; Зарегистрировано 15.06.1986 г.
215. А. с. 1325984 СССР, МК3 G 1 J 1/42. Устройство для измерения мощности электромагнитного излучения / В. М. Кузьмичев, А. В. Золотайкин, С. Н. Похилько, Н. В. Чебуркин, Н. Н. Сажина (СССР). – № 3697867 ; заявл. 03.02.84 ; Зарегистрировано 22.03.1987 г.
216. А. с. 1333009 СССР, МК3 G 1 J 1/42. Измеритель кривизны фазового фронта пучка излучения / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев, В. Н. Фоменко, А. В. Худошин (СССР). – № 3979239 ; заявл. 18.11.85 ; Зарегистрировано 22.04.1987
217. А. с. 1371171 СССР, МК G 01 J 5/50. Устройство для измерения распределения энергии в пучке лазерного излучения / Р. Г. Яременко, А. В. Степин, Ю. М. Латынин, В. М. Кузьмичев (СССР). – № 4015306 ; заявл. 30.01.86 ; Зарегистрировано 01.10.1987 г.

218. А. с. 1429711 СССР, МК G 01 J 5/50. Измеритель пространственно-энергетических параметров пучка излучения / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев, А. В. Худошин (СССР). – № 4154799 ; заявл. 02.12.86 ; Зарегистрировано 08.06.1988 г.
219. А. с. 1452283 СССР, МК G 01 J 5/50. Устройство для измерения энергетических параметров лазерного излучения / А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев, А. В. Худошин (СССР). – № 4064580 ; заявл. 30.04.86 ; Зарегистрировано 15.09.1988 г.
220. А. с. 1577481 СССР, МК G 01 J 9/02. Способ определения распределения фазы по сечению пучка лазерного излучения / В. В. Камышан, А. Б. Катрич, А. В. Худошин, В. М. Кузьмичев (СССР). – № 4324830 ; заявл. 17.08.87 ; Зарегистрировано 08.03.1990 г.
221. Kuzmichov V.M., Pogorelov S.V. Influence of Absorption Nonuniformity on Bolometer Surface and its Diameter on a Registered Focal Spot Profile // 3^d International Workshop "Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (LFNM-2001)". Workshop Proceedings. – Kharkov (Ukraine). – 2001. – P.187-193.
222. Измерения оптические поляризационные. Термины и определения: ГОСТ 23778-79. – [Дата введения в действие 1980-06-30; дата последнего изменения 2016-10-18]. – М. : Государственный комитет СССР по стандартам, 1979. – 16 с.
223. Лазеры и излучатели твёрдотельные. Метод измерения поляризационных характеристик лазерного излучения: ГОСТ Р 50006-92. – [Дата введения 1993-01-01]. – М. : Государственный стандарт Российской Федерации, 1992. – 10 с.
224. ИК поляризаторы [Электронный ресурс] / ООО «Тидекс». – Режим доступа: [http://tydexoptics.com/ru/products/spectroscopy/irpolarizers/;](http://tydexoptics.com/ru/products/spectroscopy/irpolarizers/)
<http://www.tydex.ru>
225. Зависимость оптоэлектрического выпрямления в нанографитных плёнках от поляризации лазерного излучения / Г. М. Михеев, В. М. Стяпшин, П. А.

- Образцов [и др.] // Квантовая электроника. – 2010. – Т. 40, № 5. – С. 425-430.
226. Highspeed and highly repeatable polarization-state analyzer for 40-Gb/s system performance monitoring / L. Yan, X. Steve Yao, C. Yu [et al.] // IEEE Photonics Technology Letters. – 2006. – Vol. 18, № 4. – P. 643-645.
227. Applied Physics Letters, Jan. 31, 2008, Vol. 92, 041115
228. Снопко В. Н. Поляризационные характеристики оптического излучения и методы их измерения / В. Н. Снопко. – Минск : Навука і техника, 1992. – 263 с.
229. Фотометрия и радиометрия оптического излучения / В.С. Иванов, А.Ф. Котюк, А.А. Либерман, Я. Овсик, М.В. Улановский. Кн.1-3., М., 2001
230. Лях В. И. Платиновые термопары и сопротивления для температур до 1300°С // КИТ. – 1968. – Вып. 4. – С. 90-93.
231. Температурные измерения : справочник / [О. А. Геращенко, А. Н. Гордов, А. К. Еремина и др.]. – К. : Наук. думка, 1989. – 704 с.
232. Таблицы физических величин : справочник / [под ред. акад. И. К. Кикоина]. – М. : Атомиздат, 1976. – 1006 с.
233. Щиголев Б. М. Математическая обработка наблюдений / Б. М. Щиголев. – М. : ФМ, 1962. – 344 с.
234. Кузьмичев В. М. Исследование нелинейности характеристики преобразования тонкопроволочных болометрических измерителей мощности и энергии лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, А. В. Золотайкин // Измерительная техника. – 1990. – № 12. – С. 20-21.
235. Кузьмичев В. М. Измерение энергетических параметров интенсивного лазерного излучения профильным тонкопроволочным болометром / В. М. Кузьмичев, В. А. Соловьев, А. В. Лапко // Радиотехника и радиоастрономия. – 1999. – Т. 4, № 3. – С. 287-295.
236. Соколов А. В. Оптические свойства металлов / А. В. Соколов. – М. : Наука, 1965. – 464 с.
237. Дитчберн Р. Физическая оптика / Р. Дитчберн. – М. : Наука, 1965. – 632 с.

238. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами / Г. Ван де Хюлст. – М. : ИЛ, 1961. – 518 с.
239. Золотарев В. М. Оптические постоянные природных и технических сред / В. М. Золотарев, В. Н. Морозов, Е. В. Смирнова. – Л. : Химия, 1984. – 216 с.
240. Пришивалко А. П. Отражение света от поглощающих сред / А. П. Пришивалко. – Минск : Изд. АН БССР, 1963. – 430 с.
241. Зубов В. А. Методы измерения характеристик лазерного излучения / В. А. Зубов. – М. : Наука, 1973. – 192 с.
242. Ильин В. А. Аналитическая геометрия / В. А. Ильин, Э. Г. Позняк. – М. : Наука, 1981. – 232 с.
243. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М. : Наука, 1970. – 856 с.
244. Грязнов М. И. Интегральный метод измерения импульсов / М. И. Грязнов. – М. : Советское радио, 1975. – 280 с.
245. Зиновьев В. Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах / В. Е. Зиновьев. – М. : Metallurgia, 1989. – 384 с.
246. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1968. –724 с.
247. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
248. Кизель В. А. Отражение света / В. А. Кизель. – М. : Наука, 1973. – 352 с.
249. Кузьмичев В. М. Методика измерения обобщённой площади лазерного пучка / В. М. Кузьмичев, С. Н. Похилько // Измерительная техника. – 2000. – № 3. – С. 39-42.
250. Suzuki Y. Tachibana A. Measurement of the μm sized radius of Gaussian laser beam using the scanning knife-edge // Applied optics. – 1975. – Vol.14, 112. – P.2809-2810.
251. A Diagnostic System for Measurement of the Focussed Beam Diameter of a High-Power CO₂ Laser / Kramer R., Beyer E., Herziger G., Loosen P. // Proceedings of the 6th International Symposium. – Jerusalem (Israel). – 1986. – P.330-337.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ АВТОРОМ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Статті у реферованих закордонних журналах:

1. Измерение микрометровых диаметров сфокусированного лазерного излучения тонкопроволочным болометром / В. М. Кузьмичев, Б. В. Сафронов, С. В. Погорелов, В. П. Балкашин // Измерительная техника. – 2002. – № 3. – С. 28-30.
2. Kuzmichov V. M. Calibration of the wire platinum bolometers for pulsed laser power measurements / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Telecommunication and Radio Engineering. – 2002. – Vol. 58, № 11-12. – P. 133-143.
3. Кузьмичев В. М. Температурная зависимость фактора эффективности поглощения тонкопроволочного платинового болометра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Измерительная техника. – 2003. – № 3. – С. 20-22.
4. Kuzmichov V. M. Measuring of Gaussian beam laser pulse parameters with nonlinear thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Telecommunication and Radio Engineering. – 2003. – Vol. 59, № 7-9. – P. 151-158.
5. Kuzmichov V. M. Improving the accuracy of temperature dependence measurements for absorption efficiency factor of platinum bolometers / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Telecommunication and Radio Engineering. – 2003. – Vol. 60, № 1-2. – P. 104-107.
6. Кузьмичев В. М. Определение характеристики преобразования платинового болометра для измерения преобразования энергии импульса лазера / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Измерительная техника. – 2004. – № 5. – С. 23-25.

7. Transformation of the continuous laser power on the wave length 10.6 microns by the thin-wire platinum bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, I. A. Priz, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, P. Kohns // Telecommunications and Radio Engineering. – 2005. – Vol. 63, № 5. – P. 461-471.
8. Измерение фактора эффективности поглощения тонкопроволочного болометра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, И. А. Приз, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, П. Коонс // Измерительная техника. – 2007. – № 7. – С. 28-30.
9. Измерение коэффициента дихроизма тонкопроволочного болометра и состояния поляризации лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз, П. Коонс // Метрология (Ежемесячное приложение к научно-техническому журналу "Измерительная техника"). – 2007. – № 5. – С. 40-44.
10. Profile thin-wire bolometer of lazer pulse energy / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, I. A. Priz, V. P. Balkashin, P. Kohns // Telecommunications and Radio Engineering. – 2007. – Vol. 66, № 10. – P. 907-913.
11. Двухрешеточный болометрический измеритель линейной поляризации лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз // Метрология (Ежемесячное приложение к научно-техническому журналу "Измерительная техника"). – 2009. – № 5. – С. 17-22.
12. Bolometric measurer of linear polarization of laser radiation / S. V. Pogorelov, I. A. Priz, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. V. Krasovskyy // Telecommunications and Radio Engineering. – 2013. – Vol. 72, № 15. – P. 1423-1429.
13. Pogorelov S. V. Calibration of thin-wire bolometer of laser pulse energy on the wavelength 1.06 micron / S. V. Pogorelov // Telecommunications and Radio Engineering. – 2015. – Vol. 74, № 8. – P. 745-752.

14. Pogorelov S. V. Measurements of intense and wide-aperture laser radiation parameters with thinwire bolometers / S. V. Pogorelov // *Advanced Lasers*, Volume 193 of the series Springer Series in Optical Sciences. – 2015. – Vol. 193, Chapter 12. – P. 183-197.

Статті у фахових журналах України

15. Кузьмичев В. М. Измерение параметров импульса пучка лазера тонкопроволочными болометрами / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // *Радиофизика и радиоастрономия*. – 2003. – Т. 8, № 4. – С. 369-374.
16. Измерение линейной или эллиптической поляризации лазерного излучения трехрешеточным болометром / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз, П. Коонс // *Радиофизика и радиоастрономия*. – 2009. – Т. 14, № 2. – С. 214-221.
17. Профильный болометр параметров лазерного излучения / С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз, И. В. Красовский // *Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна №1038. Серія «Радіофізика та електроніка»*. – 2012. – Вип. 21. – С. 73-76.
18. Измерение температурной зависимости факторов эффективности поглощения платинового болометра на длине волны излучения 1,06 мкм / С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз // *Сенсорна електроніка и мікросистемні технології*. – 2014. – Т. 11, № 2. – С. 40-46.
19. Погорелов С. В. Измерение энергетических параметров лазерного излучения трехрешеточным тонкопроволочным болометром / С. В. Погорелов // *East European Journal of Physics*. – 2014. – Vol. 1, № 2. – P. 73-79.
20. Кузьмичев В. М. Модифицированный двухрешеточный болометрический измеритель линейной поляризации лазерного

излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Радиотехника. – 2014. – Вып. 178. – С. 63-66.

Монографія

21. Прямые и обратные задачи теплопередачи в лазерной технике и метрологии / Н. Г. Кокодий, В. А. Свич, С. В. Погорелов, В.А. Тиманюк, А.О. Пак, Ли Чженьхуа – Харьков : Изд-во Харьковского национального университета им. В. Н. Каразина, 2012. – 240 с.

Патенти

22. Пат. № 79796 Україна, МПК G 01 R 35/00, G 01 J 5/20. Спосіб абсолютного калібрування профільного тонкодротяного болометра енергії імпульсу лазера у довгохвильовому діапазоні / Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Похілько С. М., Коонс П.; заявник та власник патенту Національний фармацевтичний університет. – № а 2005 00111 ; заявл. 04.01.05 ; опубл. 25.07.07, Бюл. № 11.
23. Пат. № 27210 Україна, МПК G 01 J 1/04. Спосіб вимірювання коефіцієнта дихроїзму тонкодротяного болометра / Кузьмичов В. М., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О., Погорелов С. В., Коонс П.; заявник та власник патенту Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. – № и 2007 05508 ; заявл. 21.05.07 ; опубл. 25.10.07, Бюл. № 17.
24. Пат. № 28304 Україна, МПК G 01 J 1/04. Спосіб вимірювання факторів ефективності поглинання тонкодротяних болометрів / Кузьмичов В. М., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О., Погорелов С. В.; заявник та власник патенту Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. – № и 2007 05014 ; заявл. 07.05.07 ; опубл. 10.12.07, Бюл. № 20.
25. Пат. № 35374 Україна, МПК G 01 J 1/04, G 01 J 5/00. Вимірювач поляризації лазерного випромінювання / Кузьмичов В. М., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О., Погорелов С. В., Коонс П.; заявник

- та власник патенту Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна. – № у 2008 05632 ; заявл. 30.04.08 ; опубл. 10.09.08, Бюл. № 17.
26. Пат. № 41319 Україна, МПК G 01 J 1/04, G 01 J 5/00. Спосіб вимірювання параметрів еліптичної поляризації лазерного випромінювання трирешітковим болометром / Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О.; заявники та власники патенту Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О. – № у 2009 00507 ; заявл. 23.01.09 ; опубл. 12.05.09, Бюл. № 9.
27. Пат. № 41595 Україна, МПК G 01 J 1/04, G 01 J 5/00. Спосіб вимірювання лінійної поляризації лазерного випромінювання двогратовим болометром / Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О.; заявники та власники патенту Кузьмичов В. М., Погорелов С. В., Сафронов Б. В., Балкашин В. П., Приз І. О. – № у 2009 00465 ; заявл. 22.01.09; опубл. 25.05.09, Бюл. № 10.

Опубліковані праці апробаційного характеру (тези міжнародних конференцій):

28. Measuring of micrometer diameters of focused laser radiation by bolometer from thin-wire / V. M. Kuzmichov, B. V. Safronov, S. V. Pogorelov, V. P. Balkashin, I. A. Priz // Proceedings of LFNМ'2002 IV-th International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, June 3-5, 2002. – P. 252-255.
29. Kuzmichov V. M. Transformation of the continuous laser power on wavelength 10,6 microns with thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of LFNМ 2004 6-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 6-9 September, 2004. – P. 238-241.

30. Mathematical modeling of devices for measuring of laser radiation characteristics by wire grids / N. G. Kokody, S. V. Pogorelov, D. N. Kokody, V. E. Dobrova, V. A. Timanyuk, P. Kohns // Proceedings of LFNM 2004 6-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 6-9 September, 2004. – P. 140-142.
31. Kuzmichov V. M. Calibration method of thin-wire platinum bolometer of laser radiation pulse energy / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov // Proceedings of CAOL'2003 1-st International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Alushta, Crimea, Ukraine, 16-20 September, 2003. – Vol. 2. – P. 165-168.
32. Кузьмичов В. М. Перетворення тонкодротяним платиновим болометром безперервної потужності лазера на довжині хвилі 10,6 мкм / В. М. Кузьмичов, С. В. Погорелов // Міжнародна наукова конференція Каразінські природознавчі студії, м. Харків, Україна, 14-16 червня 2004. – С. 165-167.
33. Kuzmichov V. M. Power and energy measurement of laser pulse radiation with three profile bolometric gratings / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2005 2-nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Yalta, Crimea, Ukraine, September 12-17, 2005. – Vol. 2. – P. 272-275.
34. Kuzmichov V. M. Measuring of laser radiation polarization state with three profile bolometric gratings / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2005 2-nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Yalta, Crimea, Ukraine, September 12-17, 2005. – Vol. 2. – P. 216-219.
35. Measuring of the factor of absorption efficiency of thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, I. A. Priz, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2005 2-nd International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Yalta, Crimea, Ukraine, September 12-17, 2005. – Vol. 2. – P. 313-315.

36. Profile bolometer of laser radiation parameters / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz, I. I. Kozlov, P. Kohns // Proceedings of LFNМ 2006 8-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 29 June - 1 July, 2006. – P. 237-240.
37. Kuzmichov V. M. Transformation of laser pulse energy on wavelength 1.06 micron with platinum bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, P. Kohns // Proceedings of LFNМ 2006 8-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkiv, Ukraine, 29 June - 1 July, 2006. – P. 241-244.
38. Laser radiation polarization state measurement with three-gratings bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2008 4-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Alushta, Crimea, Ukraine, September 29 - October 4, 2008. – P. 338-342.
39. Profile thin-wire bolometer of laser pulse energy / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz, P. Kohns // Proceedings of CAOL 2008 4-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Alushta, Crimea, Ukraine, September 29 - October 4, 2008. – P. 343-347.
40. Measurement of linear polarization of laser radiation with two-grating thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz // Proceedings of CAOL'2010 5-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Sevastopol, Crimea, Ukraine, 10-14 September, 2010. – P. 173-174.
41. Estimation of linear polarization angle of laser radiation with two-grating thin-wire bolometer / V. M. Kuzmichov, S. V. Pogorelov, B. V. Safronov, V. P. Balkashin, I. A. Priz // Proceedings of LFNМ*2011 11-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Kharkov, Ukraine, September 4-8, 2011. – 3 p.

42. Pogorelov S. V. Absolute calibration of profile thin-wire bolometric gauge of laser pulse energy / S. V. Pogorelov // Proceedings of CAOL'2013 6-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, Sudak, Crimea, Ukraine, 9-13 September, 2013. – P. 334-336.

Опубліковані праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:

43. Кузьмичев В. М. Преобразование платиновым тонкопроволочным болометром энергии импульса лазера / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2003. – № 2. – С. 42-47.
44. Кузьмичев В. М. Повышение точности определения температурной зависимости фактора эффективности поглощения тонкопроволочного платинового болометра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2004. – № 1. – С. 42-43.
45. Кузьмичев В. М. Преобразование тонкопроволочным платиновым болометром непрерывной мощности лазера на длине волны 10,6 мкм / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, П. Коонс // Український метрологічний журнал. – 2005. – № 3. – С. 39-41.
46. Кузьмичев В. М. Измерение состояния поляризации лазерного излучения тремя профильными болометрическими решетками / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, П. Коонс // Український метрологічний журнал. – 2007. – № 3. – С. 38-42.
47. Погрешность метода замещения конусного калориметра / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, Н. И. Зинченко, В. П. Балкашин, И. А. Приз, П. Коонс // Український метрологічний журнал. – 2008. – № 2. – С. 31-36.
48. Кузьмичев В. М. Измерение параметров эллиптической поляризации лазерного излучения тонкопроволочным болометром / В. М.

- Кузьмичев, Е. В. Кузьмичева, С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2009. – № 2. – С. 35-38.
49. Калибровка двухрешётчатого болометрического измерителя параметров лазерного излучения / В. М. Кузьмичев, С. В. Погорелов, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз // Український метрологічний журнал. – 2009. – № 4. – С. 31-34.
50. Измерение направления линейной поляризации лазерного излучения решетчатыми болометрическими приемниками / Н. Г. Кокодий, С. В. Погорелов, А. О. Пак, М. В. Кайдаш, Б. В. Сафронов, В. П. Балкашин, И. А. Приз, И. П. Стороженко // Український метрологічний журнал. – 2012. – № 2. – С. 32-36.
51. Погорелов С. В. Калибровка тонкопроволочного болометра энергии импульса лазера на длине волны 1,06 мкм / С. В. Погорелов // Український метрологічний журнал. – 2013. – № 2. – С. 25-27.
52. Погорелов С. В. Калибровка тонкопроволочного болометра энергии импульса лазера на длине волны 1,06 мкм / С. В. Погорелов // Радиофизика и электроника. – 2014 – Т. 5(19), № 3. – С. 98-101.