

РОЗВИТОК АПАРАТУРИ ТА МЕТОДИК ПОЛЯРИМЕТРИЧНОГО МЕТОДУ ЯК ЕФЕКТИВНОГО МЕТОДУ АСТРОФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ. I

С. В. Колесніков^{1,2}

¹ Одеський національний університет ім. І. І. Мечникова,

² Одеський національний морський університет,

sergeykolesnikov965@gmail.com

(Отримано 27 червня 2019 р.; в остаточному вигляді — 23 липня 2019 р.)

В цій оглядовій роботі, крім деяких маловідомих історичних фактів, коротко окреслено методи вимірювання поляризації, які були успішно використані до приходу поляриметрії в зоряну астрофізику. Тоді реєстрацію проводили за допомогою фотоемульсії, даючи змогу отримати відомості про просторовий розподіл, у тому числі і параметрів поляризації. Зміна приймачів випромінювання на ФЕП, безсумнівно, була вкрай прогресивним кроком для астрофізичних спостережень. З одного боку, завдяки вищому квантовому виходу, а, з іншого завдяки можливості оцифрування отриманих результатів. Це своєю чергою сильно підштовхнуло розвиток статистичних методів у спостережувальній астрофізиці. Поява не так давно ПЗЗ-приймачів дозволяє назвати ФЕП їхніми “однопиксельними” аналогами і з успіхом застосовувати раніше розроблений для ФЕП апарат математичної статистики. З іншого боку, ПЗЗ є не тільки ще чутливішим приймачем, але й має природну панорамність. Описані далі методи і процитовані результати, отримані за їхньою допомогою, розкривають сенс успішно використаних раніше ідей. Це може істотно допомогти, наприклад, під час розробки нового приладу в сучасних умовах, коли вкрай важливо правильно оцінити особливості його оптико-механічної схеми, оскільки її зміна зазвичай не можлива без створення нового приладу. З іншого погляду, розуміючи інструментальні обмеження наших попередників, ми можемо швидше виявити їхні недоробки, що істотно впливає на визначення сьогодишніх завдань у різних сферах астрономічної поляриметрії. В останній частині статті коротко описано методи та отримані за їхньою допомогою результати, що дозволили Кримській астрофізичній обсерваторії зайняти провідну позицію у світовій астрономічній поляриметрії. Методи та прилади поляриметрії, які продуктивно використовували у кримській школі в останній чверті ХХ та на початку ХХІ століття, описані в іншій статті цієї серії [Журн. фіз. досл. **23**, № 4, 2019].

Ключові слова: поляриметрія, способи вимірювань, параметри Стокса, Сонячна корона, міжпланетний пил, змінні та подвійні зорі, аналіз даних.

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.23.3901>

PACS number(s): 95.75.Ni

Пам'яті

*Миколи Михайловича Шаховського
та Юрія Сергійовича Єфімова
— патріархів вітчизняної поляриметрії*

ВСТУП

Після відкриттів на початку ХІХ століття поляриметричних явищ у фізико-хімічних лабораторіях і утвердженості розуміння поперечної природи осциляційних збурень в електромагнітному випромінюванні поляриметрія вже понад 100 років застосовується в астрономії. Але “відведені їй ролі на зоряній сцені” стали головними тільки після публікації передбачення Чандрасекара [1], пов'язаного з результатами досліджень радіаційного переносу для атмосфер зір ранніх спектральних класів, і одночасного розвитку технології детекторів, достатнього для отримання спостережуваної відповіді на цей теоретичний виклик. А доти, існує припущення: середньовічний навігаційний інструмент у вигляді природного кристала (кор-

дієриту) з поляризаційними властивостями використовували як астролябію вікінги вже на початку 1000-х років (див. Волкер [2]). З таким пристроєм положення Сонця, приховане хмарою або нижче від горизонту, могло бути визначено в межах 3°. Однак концепція поляриметрії стосовно до фізичного розуміння астрономічних об'єктів не виникла до кінця ХІХ століття. Особливо це помітно у вивченні Сонячної системи, де теоретичні, лабораторно-оптичні та астрономічні дослідження відбуваються паралельно, розвиваючи й доповнюючи один одного.

I. РАННЯ ІСТОРІЯ

Про історію поляриметрії у фізичних науках можна довідатися в багатьох текстах про оптику. Ми тільки позначимо її основні віхи та звернемо увагу на деякі факти, маловідомі астрофізичній спільноті.

Поляризацію відкрив у 1669 році під час дослідження подвійного променезаломлення ісландського шпату Еразм Бартолліні [3]. Це явище вивчав Гюйгенс.



Він у 1690 році [4] виклав якісну теорію відбиття, заломлення і подвійного променезаломлення в ісландському шпаті, спираючись на свою хвильову теорію світла, тобто в тому самому вигляді, як її тепер викладають у підручниках фізики. Явище поляризації ввійшло в книжку Ньютона “Питання 29” книги III “Оптика” (див. [5]), видану вперше в 1704 в році, з поясненням, заснованим на його новій теорії світла. Суттєвим внеском, який зробив Ньютон, була констатація того факту, що взаємодія нормально падаючого на кристал світла залежить від орієнтації (розвороту) кристала в промені, а його посилення на “полюси” було явною аналогією для опису спостережуваної поведінки . . .

У січні 1808 року Паризька академія наук підвищила нагороду фізикам на 1810 рік. Нагороду пропонували за: “Надати математичну теорію подвійного променезаломлення і підтвердити її експериментом”. Серед тих, хто прийняв виклик, був Етьєн Луїс Малюс (Etienne Louis Malus, 1775–1812), французький офіцер та інженер армії, який повернувся через погане здоров'я в Париж після кампанії Наполеона в Єгипті. З кристалами Ісландії Спар (ісландський шпат) в руці Малюс зробив своє перше відкриття, пов'язане з природою світла, завдяки простій цікавості. Згідно з його записами, осіннім вечором 1808 року, стоячи біля вікна в своєму будинку на вулиці d'Enfer в Парижі, Малюс дивився через кристал ісландського шпату на Сонце, відбите у вікнах через вулицю. Два зображення Сонця, видимі крізь кристал, ставали темнішими і яскравішими, перемикаючись кожні 90° обертання кристала.

Після того як Сонце зайшло, Малюс у приміщенні провів експерименти зі свічкою, відбитою від поверхні води в мисці і від скляної пляшки. У ту ж ніч він зміг показати, що найсильніший ефект зміни інтенсивності для двох заломлених променів, які спостерігаються через кристал, відбувався за особливих кутів з поверхнею, що відбиває. (Цю властивість пізніше сформулював сер Девід Брюстер.) Той факт, що відбите світло поводилося аналогічно променям, які зазнали подвійного заломлення, представив Малюс в Сосьете д'Арквейл 12 грудня 1808 року (див. [6]).

Після попередніх відкриттів Малюс досліджував цю своєрідну орієнтаційну властивість, пов'язану зі світлом, істотніше. Він провів експерименти з поведінки променів, що проходять через два кристали ісландського шпату, зі зміною їхньої відносної орієнтації (Malus, [6, 7]). Малюс до кінця свого життя був зятятим прихильником теорії емісії, ньютонівної теорії світла. Явище поляризації він пояснював тим, що частинки світла мають “полюси”, як магніти. У звичайному світлі полюси різних частинок спрямовані безладно. Під час поляризації відсортовуються лише частинки світла з певними напрямками полюсів.

Від слова “полос” Малюс придумав назву явища: “поляризація світла”. І, крім потім названого його ім'ям закону $I = I_0 \cos^2 \theta$, (що визначає світловий потік, який пропускається двома кристалами або поляризаторами, встановленими головними осями під ку-

том θ відносно один до одного, див. Malus [8]), у трьох частинах своєї роботи [9, 10, 11] він описує цілу низку поляризаційних явищ. Тут і часткова поляризація у вигляді суміші поляризованого й неполяризованого світла, і використання серії паралельних пластин для отримання повнішої поляризації пучка. А також описує появу подвійного променезаломлення в усіх кристалах, за винятком тих, які належать до кубічної системи, і у всіх тестованих рослинних і тваринних речовинах.

II. ДОЗОРЯНА ПОЛЯРИМЕТРИЯ В АСТРОНОМІЇ. ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО ПОЛЯРИЗАЦІЮ СВІТЛА. ПАРАМЕТРИ СТОКСА

Світлові коливання являють собою поперечні електромагнітні хвилі. Вони описуються ортогональними електричним і магнітним векторами, що коливаються в площинах, перпендикулярних до променя поширення світла. Для характеристики світлової хвилі зазвичай використовують опис її електричного вектора \mathbf{E} . На площині, що перпендикулярна до площини поширення хвилі, зазвичай коливання кінця вектора \mathbf{E} або відбуваються в різних площинах, розподілених випадковим чином без будь-якої закономірності, і такий пучок світла називають природним або неполяризованим, або описують еліпс із правим або лівим напрямками обертання. В окремих випадках, коли еліпс вироджується у відрізок, кажуть про лінійну поляризацію, величина і положення “відрізка” визначають величину лінійної поляризації і положення площини поляризації. В іншому окремому випадку, коли еліпс вироджується в коло, кажуть про кругову поляризацію — тут мається на увазі “обраність” якоїсь початкової фази коливань, а не “обраність” будь-якого напрямку в просторі, як за лінійної поляризації.

Під час взаємодії світла із середовищем, наприклад, коли світло проходить через оптичні пристрої або сильні магнітні поля, або розсіюється, наприклад, на частинках пилу, відбуваються зміни в характері його поляризації. Дослідження цих змін дозволяють з'ясувати природу того, з чим взаємодіяло світло. І часто вивчення поляризації світла дає змогу отримати інформацію, недоступну в інший спосіб.

Ще в 1852 р. Дж. Стокс показав, що монохроматичний світловий потік у найзагальнішому випадку може характеризуватися чотирма числами S_1, S_2, S_3 і S_4 , які згодом назвали параметрами Стокса. Їхньою суттєвою особливістю є те, що вони адитивні, тобто, якщо кілька некогерентних монохроматичних пучків накладаються один на одного, то сумарний потік характеризуватиметься сумою відповідних параметрів Стокса:

$$S_1 = \sum_k (S_1)_k, \quad S_2 = \sum_k (S_2)_k, \\ S_3 = \sum_k (S_3)_k, \quad S_4 = \sum_k (S_4)_k,$$

де підсумовують за всіма незалежними пучками світла, що складаються. Отже, світловий потік може характеризуватися чотиривимірним вектором \mathbf{S} , координатами якого служать його параметри Стокса. Цей вектор Стокса можна записати у вигляді одностовпцевої матриці:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \end{bmatrix}.$$

У такому зображенні кожна зміну стану світлового пучка, що відбувається внаслідок взаємодії світла із середовищем, можна описувати як результат дії відповідного лінійного оператора на вектор Стокса \mathbf{S} . Цей оператор можна зобразити у вигляді матриці D розміром 4×4 . Тоді зв'язок між векторами Стокса $\mathbf{S}^{(0)}$ і $\mathbf{S}^{(1)}$, що характеризують стан пучка, відповідно до і після взаємодії із середовищем, запишемо матричним рівнянням $\mathbf{S}^{(1)} = D\mathbf{S}^{(0)}$ або

$$\begin{bmatrix} S_1^{(1)} \\ S_2^{(1)} \\ S_3^{(1)} \\ S_4^{(1)} \end{bmatrix} = D \begin{bmatrix} S_1^{(0)} \\ S_2^{(0)} \\ S_3^{(0)} \\ S_4^{(0)} \end{bmatrix},$$

тут

$$D = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{bmatrix},$$

що в розгорнутій формі може бути записано у вигляді такої системи рівнянь:

$$S_1^{(1)} = a_{11}S_1^{(0)} + a_{12}S_2^{(0)} + a_{13}S_3^{(0)} + a_{14}S_4^{(0)},$$

$$S_2^{(1)} = a_{21}S_1^{(0)} + a_{22}S_2^{(0)} + a_{23}S_3^{(0)} + a_{24}S_4^{(0)},$$

$$S_3^{(1)} = a_{31}S_1^{(0)} + a_{32}S_2^{(0)} + a_{33}S_3^{(0)} + a_{34}S_4^{(0)},$$

$$S_4^{(1)} = a_{41}S_1^{(0)} + a_{42}S_2^{(0)} + a_{43}S_3^{(0)} + a_{44}S_4^{(0)}.$$

Якщо матриця D відома для розглянутої взаємодії, то завдання можна вважати розв'язаним.

Щоб визначити параметри Стокса, виберімо в площині, перпендикулярній до напрямку поширення світла, прямокутну декартову систему координат, орти якої позначимо \mathbf{l}^0 і \mathbf{r}^0 . Вибираємо їх так, щоб

$$\mathbf{z}^0 = [\mathbf{l}^0 \times \mathbf{r}^0],$$

де \mathbf{z}^0 — орт напрямку поширення світла, тобто векторний добуток ортів має бути направлений за променем поширення світла.

Тоді електричний вектор можна записати як дійсну частину суми векторів:

$$\mathbf{E} = \text{Re} (E_l^0 \mathbf{l}^0 + E_r^0 \mathbf{r}^0),$$

де

$$E_l^0 = a_l e^{(-i\varepsilon_1)} e^{(-ikz+i\omega t)}; E_r^0 = a_r e^{(-i\varepsilon_2)} e^{(-ikz+i\omega t)},$$

тут a_l і a_r — амплітуди, тобто позитивні числа, ε_1 і ε_2 — початкові фази відповідних коливань, ω — кругова частота, k — хвильове число, z — координата в напрямку поширення світлового пучка.

Параметри Стокса для монохроматичної хвилі визначаємо, згідно з [12], такими формулами:

$$S_1 = a_l^2 + a_r^2,$$

$$S_2 = a_l^2 - a_r^2,$$

$$S_3 = 2a_l a_r \cos(\varepsilon_1 - \varepsilon_2),$$

$$S_4 = 2a_l a_r \sin(\varepsilon_1 - \varepsilon_2).$$

Нескладно довести (див. там же), що будь-який монохроматичний пучок світла можна записати у вигляді суми двох незалежних один від одного (некогерентних) світлових пучків: повністю поляризованого (в загальному випадку еліптично) і повністю неполяризованого. Такий світловий пучок називають частково поляризованим. Стан його поляризації характеризується ступенем еліптичності, тобто величиною колової поляризації потоку \mathbf{v} і параметрами лінійної поляризації, наприклад, ступенем поляризації й позиційним кутом α , який визначає положення великої осі еліпса, що описує кінець електричного вектора \mathbf{E} світлових коливань.

У разі лінійно поляризованого випромінювання кут α визначає напрямок коливань електричного вектора \mathbf{E} відносно осі \mathbf{l} .

Параметри Стокса так пов'язані із зазначеними величинами:

$$S_1 = I, \quad S_2 = IP \cos 2\alpha, \quad S_3 = IP \sin 2\alpha, \quad S_4 = Iv,$$

де I — загальна інтенсивність світлового потоку. Звідси

$$P = \frac{\sqrt{S_2^2 + S_3^2}}{S_1},$$

$$v = \frac{S_4}{S_1},$$

$$\text{tg } 2\alpha = \frac{S_3}{S_2}$$

(1)

Як видно, P і v не залежать від кута α , тобто від вибору системи координат для відліку кутів, який проведено в площині, перпендикулярній до напрямку поширення світла.

Для визначення ступеня поляризації частково поляризованого випромінювання у фотометрі на шляху світлового променя ставиться поляроїд, пропускання якого залежить від кута, утвореного вектором електричних коливань \mathbf{E} з напрямком осі пропускання поляроїда. Якщо лінійно поляризоване вздовж

осі I світло з інтенсивністю I_0 проходить через поляроїд, вісь якого утворює кут α з напрямом I, то, відповідно до закону Малюса, інтенсивність I світла, що пройшло через поляроїд, буде $I = I_0 \cos^2 \alpha$.

Для неполяризованого світла з інтенсивністю $I_0 = \alpha_i^2 + \alpha_r^2$ отримаємо $I = \frac{1}{2}(\alpha_i^2 + \alpha_r^2) = \frac{1}{2}I_0$, тобто під час проходження через поляроїд інтенсивність природного світла зменшується вдвічі.

Якщо світловий пучок складається з неполяризованого випромінювання інтенсивності I_0 і лінійно поляризованого випромінювання з інтенсивністю i_0 , то після проходження через поляроїд загальна інтенсивність світла дорівнюватиме:

$$I = \frac{1}{2}I_0 + i_0 \cos^2 \alpha. \quad (2)$$

Для вимірювання ступеня еліптичності частково поляризованого випромінювання на шляху світлового пучка додатково до поляроїда ставиться пластина у чверть довжини хвилі, яка перетворює еліптично поляризоване випромінювання в лінійно поляризоване без зміни його інших параметрів.

III. ДЕЯКІ МЕТОДИ ВИМІРЮВАННЯ СТУПЕНЯ ЛІНІЙНОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛА

Поляризаційні дослідження світла загалом полягають у вимірюванні чотирьох параметрів Стокса або інтенсивності, кута поляризації, ступеня поляризації і ступеня еліптичності. Але, якщо відомо, що випромінювання тільки лінійно поляризоване, то еліптичність не вимірюється, що значно спрощує методику спостережень.

Нижче наведено короткий огляд методів поляриметричних досліджень, що використовували до початку застосування методу підрахунку фотонів, а іноді — і власне ФЕП. Але активний розвиток і застосування панорамних приймачів дозволяє подивитися на ці методи з іншого погляду і, можливо, використати що-небудь із давніх ідей у сучасних умовах під час проектування приладів.

A. Метод двох положень поляроїда

Цей метод може бути використаний у разі, якщо відомий напрямок поляризації вимірюваного випромінювання. Припустимо, що світловий потік являє собою суміш природного випромінювання з інтенсивністю I_0 , і 100% лінійно поляризованого випромінювання з інтенсивністю i_0 . Тоді, якщо поляроїд орієнтований під кутом α до напрямку поляризації світла, то, пройшовши через поляроїд, світло матиме інтенсивність $I_1 = \frac{1}{2}I_0 + i_0 \cos^2 \alpha$. За іншого положення поляроїда, коли він буде орієнтований під кутом $\alpha + \pi/2$ до напрямку поляризації, $I_2 = \frac{1}{2}I_0 + i_0 \sin^2 \alpha$. Ступінь поляризації P досліджуваного пучка світла визначається формулою

$$P = \frac{i_0}{I_0 + i_0} = \frac{I_1 - I_2}{(I_1 + I_2) \cos 2\alpha}, \quad (3)$$

Отже, ступінь поляризації може бути визначений, якщо відомий кут α . Ясно, що формула (3) не може бути застосована за $\alpha = \pi/4$. За α , близьких до $\pi/4$, точність формули (3) мала. Якщо поляроїд орієнтувати так, щоб його перше положення відповідало $\alpha = 0$, то

$$P = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}. \quad (4)$$

Метод двох положень поляроїда застосовували для дослідження сонячної корони. До того як в астрономічну практику увійшли поляроїди як аналізатори, використовували чорні дзеркала, орієнтовані під кутом повної поляризації. Спостерігаючи корону під час повного сонячного затемнення 21 серпня 1914 р., С. М. Блажко використовував два чорні дзеркала, орієнтовані у взаємно перпендикулярних напрямках, що забезпечувало визначення інтенсивностей I_1 і I_2 , необхідних для використання формули (4).

Під час фотографічних спостережень F-корони і зодіакального світла використовували різні фільтри, що дозволяють отримувати у двох як завгодно близьких точках поля зору інтенсивність світла, що пройшло через поляроїд за двох взаємно перпендикулярних орієнтацій. Перша модель такого фільтра, використаного для спостереження F-корони, складалася з поляроїдів, вирізаних у вигляді секторів так, що головні осі двох сусідніх поляроїдів взаємно перпендикулярні. Всі сектори розташовуються в колі, яке встановлюється безпосередньо перед фотопластиною так, щоб центр сонячного диска збігався з центром цього кола. Оскільки світло корони поляризоване в напрямку, перпендикулярному до напрямку на центр сонячного диска, головні осі секторних поляроїдів будуть спрямовані уздовж або перпендикулярно до поляризації досліджуваного світла. Вимірюючи почорніння фотопластинки по обидва боки лінії з'єднання секторів, можна визначити інтенсивності I_1 і I_2 , і за формулою (4) обчислити ступінь поляризації.

Такий секторний поляроїд, що складався з 16 секторів, використали Реізе та ін. [13] для вимірювання поляризації внутрішнього зодіакального світла під час повного сонячного затемнення 25 лютого 1952 р. Поляроїдна пластина встановлена безпосередньо перед фотоплівкою світлосильної камери Шмідта (F/0.9) з полем зору радіусом 20° . Фотографували через пластиківий купол (блістер) літака "В-29", що летів уздовж смуги місячної тіні в районі Мекки (Саудівська Аравія) на висоті 9750 м. Були отримані значення ступеня поляризації внутрішнього зодіакального світла в інтервалі від 5.5° до 13° від Сонця, що плавно змінювалися від 0.10 до 0.15% відповідно.

Друга версія фільтра складалася з поляроїда з накладеною на нього пластиною товщиною у півхвилі, у якій зроблено стільки круглих отворів, що вона має вигляд решета. Ця пластина орієнтована так, що її вісь утворює кут $\pi/4$ з напрямком поляризації досліджуваного випромінювання. Матриця такої комбінації пластинки шириною у півхвилі і поляроїда, орієнтованого під кутом α до осі I, являтиме собою добуток двох матриць:

$$\begin{aligned}
 D(\alpha)R(\pi/4, \pi) &= \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha & 0 \\ \cos 2\alpha & \cos^2 2\alpha & \sin 2\alpha \cdot \cos 2\alpha & 0 \\ \sin 2\alpha & \sin 2\alpha \cdot \cos 2\alpha & \sin^2 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \\
 &= \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -\cos 2\alpha & -\sin 2\alpha & 0 \\ \cos 2\alpha & -\cos^2 2\alpha & -\sin 2\alpha \cdot \cos 2\alpha & 0 \\ \sin 2\alpha & -\sin 2\alpha \cdot \cos 2\alpha & -\sin^2 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \tag{5}
 \end{aligned}$$

Щоб визначити інтенсивність світла, що пройшло через таку комбінацію пластини $\lambda/2$ і поляроїда, потрібно скласти добуток елементів першого рядка отриманої матриці і відповідних елементів одностовпцевої матриці Стокса

$$\begin{bmatrix} I_0 + i_0 \\ i_0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

Тоді отримаємо $I_2 = \frac{1}{2}(i_0 - i_0 \cdot \cos 2\alpha) + \frac{1}{2}I_0 = \frac{1}{2}I_0 + i_0 \cdot \sin^2 \alpha$.

Світло, що потрапило на отвір в пластині $\lambda/2$, проходить тільки через поляроїд, і його інтенсивність, згідно з (2), буде $I_1 = \frac{1}{2}I_0 + i_0 \cdot \cos^2 \alpha$. Отже, вимірюючи почорніння з двох боків границі отвору в пластинці $\lambda/2$, можна знайти I_1 та I_2 за формулою (3) визначити ступінь поляризації.

Такий пристрій використано в роботі Мішара та ін. [14] для вимірювання поляризації зовнішньої корони під час повного сонячного затемнення 25 лютого 1952 року в Хартумі. Пластинка $\lambda/2$ мала 2000 круглих отворів діаметром 1.2 мм із центрами на відстані 2 мм один від одного і була склеєна з поляроїдом за допомогою рідкого бальзаму. Оскільки, як зазначалося вище, формулу (3) не застосовують, коли $\cos 2\alpha$ близький до нуля, зі спостережень виключалися кути α , близькі до 45° , 135° , 225° і 315° . Для цього в областях за вказаних значень α на поляроїдному пристрої наклеювали другу пластинку товщиною у півхвилі, орієнтовану так, що її вісь утворювала кут 22.5° з віссю першої пластинки товщиною у півхвилі. Дві пластинки товщиною у півхвилі, діючи як ротатор, повертають площину пропускання на подвоєний кут, тобто на 45° так, що напрямком поляризації радіації, яка пройшла через фільтр у цьому місці, утворює кут $45^\circ - \alpha$ щодо початкового напрямку. Тоді в місцях, де світло пройшло через дві пластини товщиною у півхвилі і поляроїд, буде

$I_1 = \frac{1}{2}I_0 + i_0 \cdot \cos^2(\frac{\pi}{4} - \alpha)$, якщо світло потрапило в отвір;

$I_2 = \frac{1}{2}I_0 + i_0 \cdot \sin^2(\frac{\pi}{4} - \alpha)$, якщо світло не потрапило в отвір.

Далі, відповідно до формули (3), маємо $P = \frac{I_1 - I_2}{(I_1 + I_2) \cdot \sin 2\alpha}$.

Оскільки додаткова пластинка товщиною у півхвилі встановлена в ділянках, де $\sin 2\alpha$ близький до одиниці, у цих місцях відновлюється максимальна точність визначення ступеня поляризації.

В ділянках, далеких від Сонця, де поляризація корони зменшується і підвищується роль поляризації світла, розсіяного атмосферою, напрямком поляризації інтегрального випромінювання неба стає невідомим. Тому введення другої пластинки товщиною у півхвилі дозволило порівняти контраст зображень на границях отворів за різних відстаней від Сонця і отримати деякі дані щодо цього напрямку.

За допомогою такого фільтра виміряно яскравість сонячної корони в променях $\lambda 6400\text{Å}$ до відстані в 7.5° і ступінь поляризації до 3° від центра сонячного диска.

В. Метод трьох положень поляроїда

За допомогою цього методу, який запропонував В. Г. Фесенко у 1934 р. [15], визначають як ступінь, так і позиційний кут поляризації досліджуваного випромінювання. Спостереження полягають у тому, що проводять три вимірювання інтенсивності світла, повертаючи поляроїд на 60° навколо осі, перпендикулярної до його площини, тобто навколо напрямку поширення світла. Якщо під час першого вимірювання головна вісь поляроїда утворює кут α з напрямком поляризації досліджуваного випромінювання, то інтенсивності світла, що пройшло через поляроїд за кожного з трьох його положень, визначають так: $I_1 = \frac{1}{2}I_0 + i_0 \cdot \cos^2 \alpha$, $I_2 = \frac{1}{2}I_0 + i_0 \cdot \cos^2(\alpha + 60^\circ)$, $I_3 = \frac{1}{2}I_0 + i_0 \cdot \cos^2(\alpha + 120^\circ)$. Використовуючи останні три рівняння, можна отримати $\text{tg} 2\alpha = \sqrt{3} \frac{I_3 - I_2}{2I_1 - I_2 - I_3}$, а для визначення знака скористатися співвідношеннями:

$$\text{sign} \sin 2\alpha = \text{sign}(I_3 - I_2), \tag{6}$$

$$\text{sign} \sin 2\alpha = \text{sign}(2I_1 - I_2 - I_3), \tag{7}$$

$$i_0 = \frac{4}{3} \sqrt{I_1(I_1 - I_3) + I_2(I_2 - I_1) + I_3(I_3 - I_2)}, \tag{8}$$

$$I_0 + i_0 = \frac{2}{3}(I_1 + I_2 + I_3), \quad (9)$$

$$P = \frac{i_0}{i_0 + I_0} = \frac{2\sqrt{I_1(I_1 - I_3) + I_2(I_2 - I_1) + I_3(I_3 - I_2)}}{I_1 + I_2 + I_3}. \quad (10)$$

Ці формули визначають загальну інтенсивність $I_0 + i_0$, інтенсивність поляризованого складника i_0 , величину позиційного кута і ступінь поляризації спостережуваного випромінювання.

Недоліком методу є його низька точність за малих значень ступеня поляризації, коли інтенсивності I_1, I_2 , і I_3 мало відрізняються одна від одної. Метод трьох положень широко використовували для протяжних об'єктів у середині ХХ століття, після того як у практику астрофізичних спостережень увійшли поляроїди й фотопомножувачі.

Вибір 60° як кута повороту поляроїда не принциповий. Оскільки для визначення кута і ступеня поляризації частково лінійно поляризованого випромінювання необхідно знати три параметри Стокса S_1, S_2 і S_3 , із спостережень потрібно отримати три незалежні рівняння, що зв'язують ці параметри. У поляриметрах, призначених для вимірювання із супутників [16, 17], використовували поляроїди, орієнтовані під кутами, близькими до $0^\circ, 45^\circ$ і 90° . Якщо ці кути позначити φ_0, φ_{45} і φ_{90} , то інтенсивності світла, виміряні після проходження кожного поляроїда, являтимуть собою суми добутоків першого рядка матриці на відповідні параметри Стокса:

$$I_1 = \frac{1}{2}S_1 + \frac{1}{2}S_2 \cos 2\varphi_0 + \frac{1}{2}S_3 \sin 2\varphi_0$$

$$I_2 = \frac{1}{2}S_1 + \frac{1}{2}S_2 \cos 2\varphi_{45} + \frac{1}{2}S_3 \sin 2\varphi_{45}$$

$$I_3 = \frac{1}{2}S_1 + \frac{1}{2}S_2 \cos 2\varphi_{90} + \frac{1}{2}S_3 \sin 2\varphi_{90}.$$

Із цих трьох незалежних рівнянь можна визначити параметри S_1, S_2 і S_3 , за якими можна обчислити ступінь поляризації і кут поляризації α за формулою (1).

Цей метод використовували для дослідження зодіакального світла за вимірюваннями, що проводили з ракети "Skylark", запущеної 2 липня 1971 року на висоту 224 км із ракетодому на о. Сардинія [16, 18], а також під час вимірювань зі супутників "Helios" [17].

С. Метод поляроїда, що швидко обертається

Частково поляризоване випромінювання, проходячи через поляроїд, що обертається з кутовою частотою ω навколо напрямку поширення світлового пучка, модулюватиметься з кутовою частотою 2ω . Якщо частково поляризоване випромінювання складається з неполяризованого складника з інтенсивністю I_0 і 100% поляризованого складника з інтенсивністю

i_0 , то після проходження поляроїда інтенсивність буде $\frac{I_0}{2} + i_0 \cos^2 \varphi = \frac{I_0+i_0}{2} + \frac{i_0}{2} \cos 2\varphi = \frac{I_0+i_0}{2} + \frac{i_0}{2} \cos 2\omega t$ (де φ — кут між головною віссю поляроїда і напрямком поляризації падаючого випромінювання). Отже, якщо поляроїд обертається із частотою ω , то інтенсивність поляризованої частини модулюватиметься з частотою 2ω .

Якщо світло, що пройшло через поляроїд, спрямувати на фотокатод ФЕП, то фотострум складатиметься з постійного складника, пропорційного $\frac{I_0+i_0}{2}$, і змінного складника, що змінюється з частотою 2ω , пропорційною $\frac{i_0}{2}$.

Раніше, через відсутність швидкодійних лічильників, використовували відповідні електровимірювальні пристрої, що дозволяли розділити і потім окремо виміряти постійний і змінний складники фотоструму. Постійний складник при цьому проходить через підсилювач постійного струму, а змінний — через вузькосмуговий підсилювач змінного струму, налаштований на частоту 2ω . Безперервно реєструючи обидва складники, можна визначити інтенсивність поляризованого складника i_0 , загальну інтенсивність $I_0 + i_0$ і ступінь поляризації P . Метод поляроїда, що швидко обертається, дозволяє з високою точністю визначити малі ступені поляризації. Але в середині ХХ століття, знову ж через відсутність швидких лічильників, недоліком цього методу була неможливість визначити напрямок поляризації падаючого випромінювання. Крім того, вибираючи частоту ω обертання поляроїда, слід враховувати можливість посилення змінного струму і необхідність усунення наведень від працюючих поблизу електроустановок.

Для протяжних об'єктів метод поляроїда, що швидко обертається, використали Бер і Зідентоф [19] у лютому 1952 року. У 1956 р В. І. Мороз [20] сконструював електрофотометр з поляроїдом, що швидко обертається, призначений для спостережень зодіакального світла в Астрофізичному інституті АН КазРСР.

А перший зоряний поляриметр із швидким обертанням поляризатора створили раніше — у 1950 р. Гол Майкезелл [21]. Але в їхньому приладі не було повністю виключено впливу змін загального світлового потоку, а прийнятий спосіб калібрування призводив до значних додаткових витрат часу. Повнішу реалізацію можливостей модуляційного методу досягнуто пізніше в інтегровальному поляриметрі Шаховського та Дімова [22] в 1962 р. (див. нижче).

Д. Метод поляроїда, що повільно обертається

Якщо реєструвати не тільки амплітуду змінного складника сигналу після поляроїда, що обертається, а також і фазу, то, крім інтенсивності поляризованого складника, можна визначити й напрямок поляризації. Якщо реєструвати змінний сигнал за певних положень поляроїда, то для обчислення ступеня поляризації й позиційного кута можна використовувати метод трьох положень або його різновид, як, наприклад, у Вайнберга [23] у фотополяриметри обсерваторії Халеакала. (Поляроїд цього фотометра обертався зі швидкістю 2 об./с). За безперервної реєстрації змінного складника можна отримати повну криву зміни інтенсивності світла, яке пройшло через поляроїд, що дозволяє з вищою точністю визначити напрямок і ступінь поляризації.

Поляроїд, що повільно обертається (1 об./хв), використовували Дюмон і Санш [24] у фотополяриметри обсерваторії Тейде на о. Тенеріфе. Однак напрямку поляризації там спеціально не досліджували. Реєстровані під час обертання поляроїда інтенсивності

використовували тільки для визначення ступеня поляризації за формулою $P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$.

Е. Фотополяриметр Вайнберга

Вайнберг [25] запропонував метод, який можна застосовувати в разі, якщо реєстрація випромінювання заснована на методі накопичення сигналу (наприклад, інтегрування світлової енергії або підрахунок кількості фотонів у певному інтервалі). Якщо на поляроїд падає частково поляризоване випромінювання, то згідно з (2), інтенсивність світла $I(\psi) = \frac{I_0}{2} + i_0 \cos^2(\psi - \chi)$, де I_0 і i_0 , відповідно, інтенсивності неполяризованого і лінійно поляризованого складників пучка, ψ — кут, утворений віссю поляроїда з деякою віссю **1**, χ — кут між напрямком поляризації досліджуваного випромінювання і віссю **1**. У цьому методі випромінювання безперервно реєструється і підсумовується (накопичується) під час повороту поляроїда на кут $\pi/2$ від початкового значення. Тоді накопичена енергія виявиться пропорційною інтегралові

$$I'_1 = \int_{\psi_0}^{\psi_0 + \frac{\pi}{2}} I(\psi) d\psi = \int_{\psi_0}^{\psi_0 + \frac{\pi}{2}} \left[\frac{I_0}{2} + i_0 \cos^2(\psi - \chi) \right] d\psi = \frac{1}{4}\pi(I_0 + i_0) - \frac{1}{2}i_0 \sin 2(\psi_0 - \chi). \quad (11)$$

Для сусіднього квадранта аналогічно отримаємо

$$I''_1 = \int_{\psi_0 + \frac{\pi}{2}}^{\psi_0 + \pi} I(\psi) d\psi = \frac{1}{4}\pi(I_0 + i_0) + \frac{1}{2}i_0 \sin 2(\psi_0 - \chi). \quad (12)$$

Реєструвальний пристрій фотометра Вайнберга дозволяв вимірювати різницю $I_1 = I'_1 - I''_1 = -i_0 \sin 2(\psi_0 - \chi)$. Змінюючи початкові значення кута ψ_0 на 60° , аналогічно отримаємо:

$$I_2 = \int_{\psi_0 + \frac{\pi}{3}}^{\psi_0 + \frac{5\pi}{6}} I(\psi) d\psi - \int_{\psi_0 + \frac{5\pi}{6}}^{\psi_0 + \frac{4\pi}{3}} I(\psi) d\psi = \frac{i_0}{2} \left[\cos 2\chi(\sin 2\psi_0 - \sqrt{3} \cos 2\psi_0) - \sin 2\chi(\cos 2\psi_0 + \sqrt{3} \sin 2\psi_0) \right], \quad (13)$$

$$I_3 = \int_{\psi_0 + \frac{2\pi}{3}}^{\psi_0 + \frac{7\pi}{6}} I(\psi) d\psi - \int_{\psi_0 + \frac{7\pi}{6}}^{\psi_0 + \frac{5\pi}{3}} I(\psi) d\psi = \frac{i_0}{2} \left[\cos 2\chi(\sin 2\psi_0 + \sqrt{3} \cos 2\psi_0) - \sin 2\chi(\cos 2\psi_0 - \sqrt{3} \sin 2\psi_0) \right]. \quad (14)$$

Як неважко бачити, величини I_1 , I_2 , і I_3 не є незалежними. Вони задовольняють умову $I_1 + I_2 + I_3 = 0$. Якщо прилад установити так, щоб $\psi_0 = 45^\circ$, тоді для величин I_1 , I_2 , і I_3 маємо:

$$I_1 = -i_0 \cos 2\chi, \quad I_2 = \frac{i_0}{2}(\cos 2\chi - \sqrt{3} \sin 2\chi), \\ I_3 = \frac{i_0}{2}(\cos 2\chi + \sqrt{3} \sin 2\chi).$$

Звідси можна отримати вирази для кута поляризації та інтенсивності поляризованого випромінювання:

$$\begin{aligned} \chi &= -\frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{I_2 - I_3}{I_2 + I_3} \right), \\ \chi &= \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{I_1 + 2I_2}{I_1} \right), \\ \chi &= -\frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \frac{I_1 + 2I_3}{I_1} \right), \\ i_0 &= -\frac{I_1}{\cos 2\chi}, \quad i_0 = -\frac{2I_2}{\cos 2\chi - \sqrt{3} \sin 2\chi}, \\ i_0 &= \frac{2I_3}{\cos 2\chi + \sqrt{3} \sin 2\chi}. \end{aligned}$$

Для обчислення χ і i_0 можна використовувати будь-яку з цих формул. Проте варто користуватися тією формулою, яка за даних значень I_1 , I_2 , і I_3 забезпечує

найліпшу точність. Для вимірювання загальної інтенсивності $I = I_0 + i_0$ в приладі був передбачений спеціальний четвертий канал. Ступінь поляризації при цьому обчислюється за формулою: $P = \frac{i_0}{I_0 + i_0}$.

Ф. Деякі методи вимірювання ступеня еліптичності

Під час вимірювання ступеня еліптичності світла в поляриметр додають чвертьхвильову фазову пластинку, що вносить різницю фаз δ між двома взаємно перпендикулярними складниками електричного вектора \mathbf{E} . Світло з параметрами Стокса: $S_1 = I + i_0$, $S_2 = i_0 P \cos 2\chi$, $S_3 = i_0 P \sin 2\chi$, $S_4 = i_0 v$ проходить спершу через пластинку у чверть хвилі, орієнтовану під кутом γ до осі \mathbf{l} в обраній системі координат, а потім через поляроїд, вісь якого направлена по осі \mathbf{l} . Для перетворення параметрів Стокса потрібно використовувати матрицю, яка дорівнює добутку матриць:

$$\begin{aligned} D(0)R(\gamma, \pi/2) &= \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\gamma & \frac{1}{2} \sin 4\gamma & \sin 2\gamma \\ 0 & \frac{1}{2} \sin 4\gamma & \sin^2 2\gamma & -\cos 2\gamma \\ 0 & -\sin 2\gamma & \cos 2\gamma & 0 \end{bmatrix} \\ &= \frac{1}{2} \cdot \begin{bmatrix} 1 & \cos^2 2\gamma & \frac{1}{2} \sin 4\gamma & \sin 2\gamma \\ 1 & \cos^2 2\gamma & \frac{1}{2} \sin 4\gamma & \sin 2\gamma \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (15)$$

На виході такої системи інтенсивність I визначатиметься формулою

$$I = \frac{1}{2} \left[(I_0 + i_0) + i_0 P \cos 2\alpha \cos^2 2\gamma + \frac{1}{2} i_0 P \sin 2\alpha \sin 4\gamma + i_0 v \sin 2\gamma \right]. \quad (16)$$

Якщо пластинку у чверть хвилі обернути навколо напрямку світлового променя з кутовою швидкістю ω , то у формулі потрібно зробити заміну $\gamma = \omega t + \gamma_0$.

Розгляньмо випадок, коли на таку пластинку, що обертається, падає світло, яке становить собою суму поляризованого випромінювання з інтенсивністю I_0 та еліптично поляризованого випромінювання i_0 . Тоді інтенсивність світла $I(t)$, що пройшло через цю систему, буде як сума добутків усіх елементів першого

рядка матриці (15) і відповідних елементів одностовпцевої матриці

$$\begin{bmatrix} I_0 + i_0 \\ i_0 P \cos 2\chi \\ i_0 P \sin 2\chi \\ i_0 v \end{bmatrix}. \quad (17)$$

Підставивши $\gamma = \omega t + \gamma_0$, отримаємо:

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{1}{2} \left[(I_0 + i_0) + i_0 P \cos 2\chi \cos^2 2(\omega t + \gamma_0) + \frac{1}{2} i_0 P \sin 2\chi \sin 4(\omega t + \gamma_0) + i_0 v \sin 2(\omega t + \gamma_0) \right] \\ &= \frac{1}{2} \left[I_0 + i_0 + \frac{1}{2} i_0 P \cos 2\chi + \frac{1}{2} i_0 P \cos(4\omega t + 4\gamma_0 - 2\chi) + i_0 v \sin 2(\omega t + 2\gamma_0) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Як видно, $I(t)$ містить сталий і два змінних складники, що залежать від часу і змінюються з частотою 2ω і 4ω . До переходу на метод підрахунку фотонів ці складники розділяли за допомогою відповідних пристроїв, визначали амплітуди $\frac{1}{2}i_0P$ та i_0v змінних складників і стали суму $I_0 + i_0 + \frac{1}{2}i_0P \cos 2\chi$. Якщо кут χ відомий, то можна визначити останній доданок $\frac{1}{2}i_0P \cos 2\chi$ та обчислити його зі сталого складника, щоб отримати інтенсивність випромінювання $I_0 + i_0$. Тоді ступінь поляризації і ступінь еліптичності загального світла визначаємо так: $P_{\text{com.}} = \frac{i_0P}{I_0+i_0}$, $v_{\text{com.}} = \frac{i_0v}{I_0+i_0}$.

Г. Двоканаловий поляриметр В. Г. Фесенкова

Принцип роботи двоканалового поляриметра В. Г. Фесенкова [26] заснований на вимірах суми і різниці двох світлових пучків, поляризованих у взаємно перпендикулярних напрямках. Розгляньмо світло, що складається з неполяризованого випромінювання з інтенсивністю I_0 та еліптично поляризованого випромінювання, представленого еліпсом з півосями a_1 і a_2 . Будемо відраховувати кути від напрямку фокальної осі еліпса, тобто припустимо $\chi = 0$. Тоді матрицю Стокса такого світлового пучка можна записати в таких рівнозначних формах:

$$\begin{bmatrix} I_0 + a_1^2 + a_2^2 \\ a_1^2 - a_2^2 \\ 0 \\ \pm 2a_1a_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_0 + a^2 \\ a^2 \cos 2\beta \\ 0 \\ \pm a^2 \sin 2\beta \end{bmatrix}, \quad (19)$$

де $a^2 = a_1^2 + a_2^2$ та $\text{tg } \beta = a_2/a_1$.

Якщо поляроїд орієнтований під кутом α до обраного напрямку відліку кутів, то інтенсивність світла, що пройшло через поляроїд, дорівнюватиме

$I_1 = \frac{I_0}{2} + \alpha_1^2 \cos^2 \alpha + \alpha_2^2 \sin^2 \alpha$, а, при орієнтації поляроїда під кутом $\alpha + \frac{\pi}{2}$,

$$I_2 = \frac{I_0}{2} + \alpha_1^2 \sin^2 \alpha + \alpha_2^2 \cos^2 \alpha.$$

Вимірюючи суму і різницю цих інтенсивностей, отримуємо

$$I_1 + I_2 = I_0 + \alpha_1^2 + \alpha_2^2,$$

$$I_1 - I_2 = (\alpha_1^2 - \alpha_2^2) \cdot \cos 2\alpha,$$

$I_1 + I_2$ — це загальна інтенсивність світла. Різниця $I_1 - I_2$ змінюється залежно від кута α , і за $\alpha = \frac{\pi}{4}$ дорівнює нулеві. Встановлюючи прилад так, щоб різниця $I_1 - I_2$ дорівнювала нулеві, можна визначити кут α , тобто орієнтацію фокальної осі еліпса. Ступінь поляризації загального випромінювання визначиться формулою $P = \frac{\alpha_1^2 - \alpha_2^2}{I_0 + \alpha_1^2 + \alpha_2^2}$, (при цьому значення відрізняється від значення ступеня поляризації еліптичного складника випромінювання, яка дорівнює $\frac{a_1^2 - a_2^2}{a_1^2 + a_2^2}$).

Для визначення еліптичності світла у фотометр вводимо пластинку у чверть довжини хвилі так, щоб її головна вісь була орієнтована уздовж фокальної осі еліпса. Еліптично поляризоване світло, пройшовши через цю пластинку, стане лінійно поляризованим, але при цьому зміниться напрямком поляризації:

$$R(0, \pi/2) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_0 + a^2 \\ a^2 \cos 2\beta \\ 0 \\ \pm a^2 \sin 2\beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_0 + a^2 \\ a^2 \cos 2\beta \\ \mp a^2 \sin 2\beta \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \\ S'_4 \end{bmatrix}. \quad (20)$$

Вийшла матриця лінійно поляризованого світла ($S'_4 = 0$). Напрямок α поляризації пов'язаний з параметрами Стокса відповідно до формули (1): $\text{tg } 2\alpha = S'_3/S'_2$. Тоді $\text{tg } 2\alpha = \mp \text{tg } \beta$, $\alpha = \mp \beta$. Отже, якщо світло еліптично поляризоване, то після проходження пластинки у чверть довжини хвилі напрямком поляризації виявляється зміненим на величину $\pm \beta$ щодо напрямку фокальної осі еліпса. Враховуючи, що $\text{tg } \beta = a_2/a_1$, вимірюючи кут α , можна визначити ступінь еліптичності $v = S_4/S_1 = \pm \text{tg } 2\beta = \mp \text{tg } 2\alpha$.

Описаний принцип реалізовано у двох моделях фотополіриметра, створених наприкінці 50-х років в Астрофізичному інституті АН КазРСР [26]. Один з приладів був призначений для вивчення світла нічного неба і зодіакального світла. У ньому поміщено два фотопомножувачі, перед якими були поляроїди, орієнтовані у взаємно перпендикулярних напрямках. Обидва канали були змонтовані в одній оправі, яка могла обертатися навколо напрямку поширення світла, чим досягалися зміни кута α . Виставляючи фотометр так, щоб різниця фотострумів від двох ФЕП дорівнювала нулеві, визначали кут напрямку поляризації α_1 . Після введення пластинки у чверть довжини хвилі фотометр знову встановлювали в положення (α_2), коли різниця інтенсивностей $I_1 - I_2$ дорівнює нулеві. Маючи різницю кутів $\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$, можна з'ясувати ступінь еліптичності світла, як показано вище. Одночасно з цим визначається загальна інтенсивність світла $I_0 + a^2$ і ступінь поляризації. Пробні спостереження, проведені в серпні 1959 р., показали, що в полюсі екліптики ступінь поляризації світла нічного неба близький до 3% [26].

Також з описаним приладом проводили спостереження еліптичної поляризації денного неба [27], які показали її відсутність у межах похибки спостережень (числового значення останньої в явному вигляді в роботі не вказано, як і методики її визначення). Відсутні значення похибок і в [26], де детально описаний прилад, тому процитовані вище чисельні результати лише частково підтверджують дієвість методу.

Дещо пізніше, у 1965 р. фотополіриметр для вимірювань чотирьох параметрів Стокса розробив М. М. Поспергеліс [28]. Вимірюваний світловий потік проходив через чвертьхвильову фазову пластинку, що оберталася, через поляроїд, що обертається в той самий бік, але з іншою частотою, і через нерухомий поляроїд. Після цього світло розкладали в спектр за допомогою монохроматора і направляли на фотокадод ФЕП. Змінюючи смугу пропускання монохроматора, можна було отримувати вимірювання в різних

ділянках спектра. Прилад використовували як на телескопі, так і в лабораторних умовах — з його допомогою вимірювали оптичні характеристики гірських порід.

* * *

Описані вище прилади об'єднані загальним підходом “невикористання” методу обчислення фотонів. З об'єктивних причин це стало можливим дещо пізніше. Повний перехід на метод обчислення фотонів відбувався не одночасно в різних групах спостерігачів, що було зумовлено як об'єктивними, так і суб'єктивними причинами. Але пізніше розроблені на ранніх етапах астрополяриметрії підходи і методи застосовували різні групи з урахуванням отриманого досвіду. Також необхідно зазначити, що в роботах того часу часто не приділяли достатньої уваги питанням визначення похибки вимірювань одержуваних результатів. Розуміння необхідності цього питання прийшло з досвідом дещо пізніше, ну, а згодом — і відповідні методи.

На підставі однієї з праць із методики аналізу поляриметрії М. М. Шаховського [28], можна сказати, що різного часу “з техніки поляризаційних спостережень ми маємо низку хороших оглядів [29, 30, 31, 22]”. Але так само як у “поляриметрії зір” маловідомі згадані вище роботи, так і дотепер відсутній оглядовий погляд на більш ніж 50-річний розвиток зоряних поляриметричних методів Кримської астрофізичної школи (КрАО). Автор, маючи 30-річний досвід спілкування, спільної роботи і дружби з двома її засновниками — Юрієм Сергійовичем Єфімовим та Миколою Михайловичем Шаховським, спробує частково заповнити цю прогалину.

IV. ПОЛЯРИМЕТРІЯ ЗІР — КРИМСЬКА ШКОЛА

Вивчення поляризації зоряного світла почалося після публікацій у 1949 році [29, 30, 31] повідомлень про відкриття міжзоряної поляризації. Перші дані про наявність у деяких зір змінної поляризації були отримані в середині 50-х років, а систематичні поляриметричні спостереження змінних зір різних типів припадають на 60-і роки. Тоді ж, тобто приблизно через 10 років після появи перших точних спостережень поляризації світла зір, М. М. Шаховський і Н. А. Дімов публікують статтю про створення в КрАО першого зоряного поляриметра [22].

Прилад виготовлений з аналізатором (поляроїдом), що обертається зі швидкістю 1 об/с, і 20-а RC-інтеграторами, що перемикаються (які доти успішно застосував Дімов у спектрофотометрії). Призначений для вимірювання лінійної поляризації в широких спектральних смугах, прилад із самого початку був орієнтований на поляриметрію слабких, швидко змінних зір. Основні вимоги до нього — незалежність результатів вимірювань поляризації від змін блиску об'єктів (як справжніх, так і спричинених зміною прозорості атмосфери), максимальна проникна здатність і малий час вимірювань — для поляризації, що швидко змінюється. Оскільки дві останні вимоги є взаєм-

но виключними без втрати точності вимірювань, була прийнята ідея регулювання часу накопичення в широких межах. Це дозволило вибирати в кожному конкретному випадку головну з цих вимог та проводити вимірювання без внесення додаткових похибок.

Перед обранням конкретного оптико-механічного розв'язку автори розглянули наявні три основні методи вимірювання поляризації світла. При цьому вони констатують “ефективність методу поділу світлового пучка на два промені із взаємно-ортогональними поляризаціями за допомогою призми Воластона або аналогічного їй аналізатора і порівняння інтенсивностей цих променів, що застосовав Гілтнер, див. напр. [32]”. Зазначають, що метод має низку переваг порівняно з методом безпосереднього вимірювання світлового потоку за різних кутів повороту аналізатора. “Справді, всі зміни повного світлового потоку однаково позначаються на інтенсивності обох пучків. Можна показати, що вплив їх на різницю інтенсивностей, що безпосередньо вимірюється в цьому методі, значно менший, ніж на повну інтенсивність. Це дає змогу майже повністю компенсувати мерехтіння зорі й частково — зміни екстинкції. Однак для слабких зір, коли головним джерелом шумів є дробовий ефект фотоструму, цей виграв стає неістотним”. І далі пропонують вказаний вище метод із застосуванням поляроїда, що швидко обертається, в ролі аналізатора, як ефективніший, ніж раніше використовуваний.

Необхідно зауважити, що зазначений вище недолік методу поділу світлового пучка на два промені із взаємно-ортогональними поляризаціями, звичайно, наявний, оскільки дробовий ефект — це флуктуації фототоку, пов'язані з дискретною природою світла й електричного заряду. Якщо темновий струм, тобто струм, спричинений термоелектронною емісією катода і першого емітера, можна значно знизити, охолоджуючи ФЕП, то суттєво зменшити амплітуду дробового ефекту без утрат чутливості неможливо, а флуктуації фотоструму посилюються так само, як фотострум.

Ще один дуже істотний недолік цього методу — це, звичайно, використання поляроїда. Кожен розробник астрономічних приладів та кожен астроном-спостерігач найбільше цінують світло, яке збирає телескоп. Але, згідно з У. Шеркліффом [33], глава 4, відсоток загального світлового пропускання в поляроїдів різних типів змінюється від 20 до 40% (“... наприклад, американська промисловість виробляла три види поляроїдів Н-типу: HN-22, HN-32 і HN-38. Літера Н означає основний тип поляризатора, Н — нейтральність до кольору, а номер — відсоток загального світлового пропускання...”). Не кажучи вже про нелінійність спектральних кривих головних коефіцієнтів пропускання k_1 і k_2 для поляроїдів різних типів, які навів той же автор. І поляроїди інших виробників принципово не відрізняються від згаданих вище. Шеркліфф робить висновок “... у тих випадках, коли потрібні високе пропускання і висока поляризована здатність, зазвичай вважають за краще застосовувати призматичні поляризатори...”).

Як випливає з наведеного вище, в оптичних схемах з поляроїдом продуктивно використовують менше половини світла, що падає в оптичну схему. Тому на подібні кроки астрономи погоджуються тільки внаслідок повної відсутності фінансування на створення приладу: заміна поляроїда будь-яким двопробним оптичним елементом тягне за собою більш ніж дворазове збільшення витрат на створення оптико-реєструвального блоку для другого променя. Зазвичай це призводить до подорожчання всього приладу в кілька разів.

З іншого погляду, застосування як аналізатора (або поляризатора) поляроїда призводить до не менших, а то й більших утрат світла порівняно з методом поділу двох взаємно-ортогональних променів. Відповідно, вплив дробового ефекту в цих випадках повинен виявлятися порівнянним. А ось “можливість використання другого променя” явно залишається тільки при двопробному методі.

Не претендуючи на повноту огляду, зазначимо, що в 1967 році виходить робота Ю. С. Єфімова [34], у якій наведено результати поляризаційних спостережень низки змінних зір різних типів. Затемнювані зміни поляризації виявлені у зір RW Tri, AB Aur, RW Aur. Більшість спостережень виконана на подвійному 40-см астрографі, частина спостережень — на 125-см ДТЕ Південної станції ДАШ. Тут використані спостереження, отримані як в інтегральному світлі, так і в широкосмугових фільтрах.

Паралельно на кримській базі починають поляриметричні спостереження й інші групи: у 1971 році виходить робота Бугаєнка та ін. [35]. Спостереження виконані у вересні 1969 р. на 50” телескопі КрАО в Несмітовському фокусі 24 м, у 12 смугах інтервалу 360-750 нм. Лінійний (Q, U), з ФЕП79, поляриметр ГАО АН УРСР: з багатьма інноваціями для того часу: рахунок фотонів, двигун з порожнистим валом на базі синхронного двигуна з живленням від 100 Гц, дзеркальні діафрагми, виміри в різних довжинах хвиль. Прилад докладно описаний в [36], але в зазначених працях частота модуляції чисельно не вказана.

Але інновації бувають різними. Зрозуміло, що використання фокуса Несміта було цілком вимушеним кроком, оскільки цей телескоп не має жодного іншого. Для врахування інструментальної поляризації після косоного відбиття автори навели формули, що, з одного боку, використовують стандартне наближення “для малих поляризацій”, тобто обмежену кількість урахування членів розкладання. Але з іншого — прийнята оригінальна методика “подальшого лабораторного визначення інструментальної площини відліку”, яка є досить суперечливою, бо автори використали подальшу симуляцію, не підтверджуючи її результатів лабораторними вимірюваннями на тому ж самому телескопі. На сьогодні вже застосовують подібні підходи, але їх реалізація вимагає сучасного комп’ютерного та програмного забезпечення, а всього цього явно не було наприкінці 60-х років ХХ століття. З’ясувати достатні подробиці з публікацій не вдається, тому вся ця робота викликає багато питань і недовіру.

А деякі інноваційні деталі, такі як, дзеркальні діафрагми, цю недовіру багаторазово підсилюють, оскільки є прикладом однієї з найшкідливіших інновацій у фотометрії і поляриметрії. Їхня єдина перевага перед звичайними в тому, що вони нібито дозволяють гідувати телескоп за об’єктом під час вимірювань. Спостерігач бачить у підгляд дзеркальну діафрагму, і коли об’єкт з’являється на її краю, може повернути його назад, не перериваючи вимірювань.

Це є грубим порушенням основного правила апертурної фотометрії і поляриметрії: “об’єкт вимірювання повинен перебувати всередині діафрагми”. А коли спостерігач уже бачить об’єкт на краю дзеркальної діафрагми, це означає, що дуже значна частина зображення об’єкта вже давно покинула діафрагму і вимірювання вже безнадійно зіпсовані. Цю ідею хтось бездумно скопіював із спектроскопії, де з великим успіхом використовують дзеркальні щілини. Але під час спектроскопії варіації яскравості об’єкта найчастіше мають другорядне значення, чого в жодному разі не можна сказати про фотометрію і поляриметрію.

Наприкінці 60-х Ю. С. Єфімов звертає увагу на статистичну обґрунтованість поляриметрії за швидкої зміни яскравості джерела [37]. І в 1970-му році публікує повнішу статтю [38], у якій з погляду статистики розглянуто проблему вимірювання поляризації швидко змінного джерела на прикладі спалаху UV Cet. Він отримав чисельні оцінки точності вимірювань параметрів поляризації залежно від частоти обертання модулятора для поляриметра з аналізатором, що швидко обертається, обґрунтував мінімальну частоту обертання модулятора: за використання поляроїда на телескопах 2.6 і 0.7 м — близько 20 герц, статистично оцінив очікувані точності, запропонував найбільш ефективні методики спостережень.

У статті М. М. Шаховського і Ю. С. Єфімова [39] критично проаналізовано перший поляриметр, який розробили М. М. Шаховський і Н. А. Дімов і який використовували в 1961–66 роках для спостережень поляризації змінних зір різних типів. Констатовано, що, незважаючи на отримання низки цікавих результатів, в ході спостережень були виявлені деякі недоліки, пов’язані з принципами роботи приладу, які не могли бути усунені під час модернізації, проведеної в 1965–1966 роках. Головні серед них такі:

1) вимірювання параметрів поляризації були диференціальними й вимагали спеціального калібрування. Останнє завжди є джерелом додаткових помилок, які збільшуються зі зростанням вимірюваної поляризації;

2) швидкість обертання аналізатора, яка застосовувалася, в 1 об./с, була недостатньою, як показав Ю. С. Єфімов (див. вище);

3) робота з інтегровальним поляриметром засвідчила ненадійність його основного вузла — механічного комутатора інтегровальних RC-комірок. Крім того, використовуючи техніку посилення струмів, неможливо домогтися точності вимірювання поляризації близько 0.05%. Тому вирішили перейти на техніку підрахунку імпульсів.

З урахуванням викладеного, в КрАО виготовили

новий поляриметр з аналізатором (поляроїдом), що швидко обертається — зі швидкістю 33 об./с. Синхронно з обертанням аналізатора перемикали три канали підрахунку імпульсів ФЕП. Кожен канал реєстрував кількість імпульсів в інтервалах кутів повороту аналізатора: 1-й канал — від 315° до 45° і від 135° до 225° ; 2-й канал — від 45° до 135° і від 225° до 315° ; 3-й канал — від 0° до 90° і від 180° до 270° . Значення, які повинен реєструвати 4-й канал (від 90° до 180° і від 270° до 360°), заміняли алгебраїчною сумою: $N_4 = N_1 + N_2 - N_3$. Поляриметр використовували у фокусі Несміта 2.6-метрового телескопа ДТШ. Для переходу від перекручених інструментальними ефектами спостережуваних параметрів поляризації до їхніх істинних значень використовували лінійне перетворення безрозмірних параметрів Стокса. Коефіцієнти цього перетворення брали зі спостережень стандартних зір окремо для кожної спектральної смуги (U, B, V, R) і кожного періоду спостережень. З аналізу редуційних коефіцієнтів визначено основні характеристики інструментальних ефектів і знайдено їхню залежність від довжини хвилі. Спостереження стандартних зір показали надійність прийнятої методики редуції з величинами зовнішніх похибок у параметрах Стокса близько 0.2% .

У тому ж томі опубліковано статтю [40] Ю. С. Єфімова і М. М. Шаховського з результатами вимірювань поляризації випромінювання EV Lac в чотирьох різних ділянках спектра. У синій ділянці проведено поляриметрію спалаху зорі 17.08.69 р. Знайдено, що поляризація випромінювання зорі у спалаху така сама, як і в спокійному стані. Побудовано залежність поляризації світла зорі від довжини хвилі.

Весь початковий досвід роботи з лінійною поляриметриєю підсумував М. М. Шаховський в огляді “Методи дослідження поляризації випромінювання змінних зір”, глава 6 колективної монографії [41], що вийшла в 1971 році. Після введення основних понять і визначень, опису застосовуваних у поляриметрії оптичних деталей у праці трохи докладніше, ніж у ранніх статтях, розглянуто основні методи вимірювання поляризації світла зір. У результаті відзначено перспективність створення приладів, які об’єднують переваги модуляційних методів і абсолютних способів вимірювань, і як приклад наведено посилання на двопробеневий поляриметр Ашпенцеллера [42]. Також додано конкретні рекомендації, які стали відтак вже “класичним підходом до поляриметрії”: вимірювати швидко змінні джерела можна тільки з використанням дуже швидкої модуляції, абсолютні методи вимірювань ліпше від відносних, завжди кращі методи з найменшими непродуктивними витратами спостережного часу. Крім того, у роботі детально розглянуто джерела випадкових і систематичних похибок, загальний метод редуції поляриметричних спостережень, поляриметричні стандарти.

Одночасно з розвитком апаратурно-методичної бази поляриметрії в Кримській обсерваторії продовжували й активні спостереження. Про це свідчить велика кількість публікацій, деякі з яких цитують досі,

незважаючи на те, що проминуло понад 50 років! На підтвердження цього вкажемо кілька астрофізичних робіт цієї групи, згаданих в одному з оглядів, що підготував Кларк [43].

Наприклад, у ньому зазначено, що “ранню помітну роботу виконав Шаховський [44], який спостерігав знамениту затемнену подвійну систему надгігантів, β Ліри з її 13-денним орбітальним періодом, відомим ще від 1784 року. Уперше вимірявши змінність поляризації протягом усього орбітального періоду, він з амплітуди змінення зміг розрахувати масу матеріалу, що приводить до розсіювання, яке спричиняє поляризацію. Повніший звіт про його спостереження і 16 інших затемнених подвійних систем, включаючи RY Per, наведено в праці [45]. Причому більшість об’єктів показували наявність газових потоків і кілець, тобто поляризаційний механізм — розсіювання від окремого матеріалу, а не від ефекту Чандрасекара [1]”. Також у роботі Шаховського 1965 року [45] була наведена базова модель для Ве-зір, яку пізніше розширювали інші автори.

Поляризаційна змінність була також знайдена для Ве-зорі χ Орн у праці М. М. Шаховського [46] 1962 року.

У 1963 році М. М. Шаховський виявив [47] варіації поляризації для AC Her і R Sct, пізніше класифікованих як зорі типу RV Tauri. Це жовті надгіганти, які і тепер недостатньо добре зрозумілі. Вони показують фотометричні варіації з двома мінімумами різної глибини і спектроскопічні варіації з періодами ~ 100 днів. Але їхня поведінка не є такою, що точно повторюється від одного циклу до іншого.

Істотну зміну поляризації за мінімального блиску на стадії затемнення DQ Her спостерігали в 1967 році [48], що дозволило визначити положення орбітальної площини тісної подвійної системи, яке дуже схоже на напрямок великої осі оболонки після спалаху Нової 1934 року.

Досліджували також і симбіотичні зорі. Це подвійні системи, що одночасно демонструють характеристики холодного гіганта та йонізованої туманності, вони містять червоний гігант і джерело гарячого випромінювання із $T \approx 100000$ К. Вважається, що туманність є йонізованим матеріалом від масивного гіганта. Згідно з набором багатокольорових спостережень, які провів Єфімов [49] протягом шести ночей, симбіотична зоря HM Sge показала власну змінну поляризацію. Пологий монотонний спад поляризації з хвильовим числом нагадував поведінку типових відбивних туманностей з поляризацією, що виникає в асиметричній пиловій оболонці, яка містить діелектричні (силікатні) зерна 0.2 мкм у радіусі.

Однак в історії Кримської поляриметрії були не тільки успіхи. Наприкінці 60-х років увагу багатьох астрономів привертено до джерел рентгенівського випромінювання. Дотримуючись спостережного пошуку [50], що показав наявність поляризації рентгенівських променів у діапазоні 6–18 keV від Sco X-1, Ангел [51] показав, що поляризація в кілька відсотків може виникнути для несиметричних джерел теплового

рентгенівського випромінювання як результат розсіювання Томсона. Для деяких рентгенівських подвійних були отримані ненульові значення величин оптичної поляризації.

У роботах Нікуліна, Кувшинова, Северного [52] і Гнедина і Шулова [53] зазначено, що джерело рентгенівського випромінювання Sco X1, яке спостерігали на телескопі ДТШ, виявляє значну кругову поляризацію ($\sim 1\%$). Відтак було обговорення [54] деяких астрофізичних причин, за якими інші спостерігачі могли отримати нульові результати через відмінності в довжині хвилі смуги пропускання. Поліпшуючи точність на порядок до $\pm 0.05\%$, Кемп і Волстенкрофт [55] та Іллінг і Мартін [56] показали, що претензії до них були помилковими. З їхнім вищим рівнем детектування й точності був отриманий нульовий результат. Однак Кемп [57] усе ще ставив питання про наявність кругової поляризації. Він зробив спеціальні перевірки можливого “паразитного забруднювального впливу” фону неба, що відбивається на спостереженнях. Також він зазначив, що в роботі [53] посилювалися на ефект, що відбувається в червоній частині спектра під час спалаху. Його дані також припускали спалах, але по всьому спектру. Він указав на відсутність негауссівського шуму, що не було типовим для його численних вимірювань поляризації інших об’єктів.

Герельс [58] також прокоментував помилкові твердження в [52] щодо змінної кругової поляризації HD 226868, оптичного аналога Cyg X-1. Він також показав вимірювання для цієї зорі $p(\lambda)$, зазначивши, що її походження, по суті, було міжзоряним. Міхальські, Сведлунд і Авері [59] також навели результати, що свідчать про певну кругову поляризацію для HD 226868, але зазначили велику ймовірність її міжзоряного походження.

Пізніше Северний і Кувшинов [60] переглянули прилади, використані в роботі [52], і провели численні вимірювання Sco X-1, Cyg X-1 і 3C 273, показавши, що всі три об’єкти мали випадкову появу помітних кругових поляризацій.

Це мало тривалі наслідки для кримської поляриметрії, оскільки джерелом неправдивої кругової поляризації був “неофіційно визнаний” телескоп ДТШ в касегренівській оптичній схемі. І для подолання цих

необґрунтованих помилок авторів цієї статті разом з колегами довелося надалі докладати дуже значних зусиль. На сьогодні констатуємо, що, якщо “винуватцем” помилки в роботі [52] і було “обладнання”, то це було “навісне обладнання”, а не оптика й механіка телескопа ДТШ в касегренівській конфігурації.

Доказом цього є майже 30-річний досвід успішних вимірювань кругової і лінійної поляризації на цьому телескопі автора статті. Ці дослідження проводили для об’єктів різних типів: синхронних полярів AM Her [61] та QQ Vul [62], асинхронного поляря BY Cam [63, 64], проміжного поляря V405 Aur [65], магнітних білих карликів [66, 67], для природних супутників великих планет [68], астероїдів [69, 70] та комет [71–74].

ВИСНОВКИ

Поляриметричний метод є важливим складником досліджень у різних галузях науки, зокрема, в астрономії. У найпершому наближенні він подібний до фотометричного методу і відрізняється тільки незвичайним використанням незвичайних для фотометрії фільтрів! (Насправді все трохи складніше, але це цілком переборні труднощі.)

Його цінність для астрономії в тому, що інформація, яку маємо з його застосуванням, часто не може бути отримана ніяким іншим методом. І вже тільки це є гідним виправданням додаткових зусиль розробників обладнання та астрономів.

Короткі огляди наших результатів, наприклад, з подвійних зір, наведені в [75] та як частина міжнародної програми “Між-Довготна Астрономія” (Inter-Longitude Astronomy [76]), що пов’язана із проектом “Українська віртуальна обсерваторія” [77]. Порівняння теоретичних моделей із спостереженнями магнітних катаклізмичних систем (зокрема, нашими) зроблено в праці [78]. Докладніший огляд основних результатів саме нашої роботи плануємо підготувати окремо.

У цій статті розглянуто методи та історичні прилади, що використовували до 60-х років ХХ сторіччя. Сучасніші методи розглянуті у другій статті цієї серії [79].

- [1] S. Chandrasekhar, *Astrophys. J.* **103**, 351 (1946); <https://doi.org/10.1086/144816>.
- [2] J. Walker, *Sci. Am.* **238**, 132 (1978); <https://www.jstor.org/stable/24955621>.
- [3] E. Bartholinus, *Experimenta Crystalli Islandici disdiastastici, quibus mira et insolita refractio detegitur* (Hafnia, 1669).
- [4] C. Huyghens *Traité de la lumière* (Pierre vander Aa, Leide, 1690).
- [5] I. Newton, *Opticks* (G. Bell & Sons, Ltd., London 1931).
- [6] E. L. Malus, *Mém. Phys. Chim. Soc. D’Arcueil* **2**, 143 (1809).
- [7] E. L. Malus, *Nouv. Bull. Soc. Philomat.* **1**, 266 (1809).
- [8] E. L. Malus, *Théorie de la double réfraction de la lumière*

dans les substances cristallisées (Paris, 1810); <https://doi.org/10.3931/e-rara-57835>.

- [9] E. L. Malus, *Op. cit.*, Partie II, p. 105.
- [10] E. L. Malus, *Op. cit.*, Partie II, p. 112.
- [11] E. L. Malus, *Op. cit.*, Partie II, p. 142.
- [12] М. Борн, Э. Вольф, *Основы оптики* (Наука, Москва 1970).
- [13] Wm. A. Rense, J. M. Jackson, B. Todd, *J. Geophys. Res.* **58**, 369 (1953); <https://doi.org/10.1029/JZ058i003p00369>.
- [14] R. Michard, A. Dollfus, J. C. Pecker, M. Laffineur, M. D’Azambuja, *Ann. Astrophys.* **17**, 320 (1954).
- [15] V. G. Fesenkov, *Dokl. AN SSSR* **3** N647 (1934); див. також В. Г. Фесенков *Солнце и Солнечная система:*

- Избранные труды* (Наука, Москва, 1976).
- [16] C. Leinert, H. Link, E. Pitz, *Astron. Astrophys.* **30**, 411 (1974).
- [17] C. Leinert, I. Richter, E. Pitz, B. Plank, *Astron. Astrophys.* **103**, 177 (1981).
- [18] C. Leinert, H. Link, E. Pitz, in *Planets, Stars and Nebulae Studied with Photopolarimetry* (University of Arizona Press, Tucson, 1974), p. 766; <https://doi.org/10.2307/j.ctt2050vsn.50>.
- [19] A. Behr, H. Siedentopf, *Z. Astrophys.* **32**, 19 (1953).
- [20] V. I. Moroz, *Astron. Zh.* **33**, 717 (1956).
- [21] J. S. Hall, A. H. Mikesell, *Polarization of light in the galaxy as determined from observations of 551 early-type stars* (United States Naval Observatory, Washington, 1950).
- [22] N. M. Shakhovskoi N. A. Dimov, *Izv. KrAO* **27**, 291 (1962).
- [23] J. L. Weinberg, *Ann. Astrophys.* **27**, 718 (1964).
- [24] R. Dumont, F. Sanchez, *Astron. Astrophys.* **38**, 397 (1975).
- [25] J. L. Weinberg, PhD thesis, Univ. of Colorado (1963).
- [26] V. G. Fesenkov, *Sov. Astron.* **3**, 1007 (1959).
- [27] V. G. Fesenkov, *Sov. Astron.* **4**, 741 (1961).
- [28] M. M. Pospergelis, *Sov. Astr.* **9**, 313 (1965).
- [29] W. A. Hiltner, *Science* **109**, 165 (1949); <https://doi.org/10.1126/science.109.2825.16>.
- [30] J. S. Hall, *Science* **109**, 167 (1949); <https://doi.org/10.1126/science.109.2825.16>.
- [31] V. A. Dombrovsky, *Dokl. AN Arm. SSR* **10**, 199 (1949).
- [32] W. A. Hiltner, *Astron. J.* **57**, 13 (1952); <https://doi.org/10.1086/106786>.
- [33] У. Шерклифф, *Поляризованный свет. Получение и использование* (Мир, Москва, 1965).
- [34] Y. S. Efimov, *Izv. KrAO* **37**, 251 (1967).
- [35] O. I. Bugaenko, L. S. Galkin, A. V. Morozhenko, *Sov. Astron.* **15**, 290 (1971).
- [36] L. A. Bugaenko, O. I. Bugaenko, V. D. Krugov, V. G. Parusimov, *Astron. Astrofiz.* **1**, (1968).
- [37] Y. S. Efimov, in *Non-Periodic Phenomena in Variable Stars*, edited by L. Detre (Springer, Dordrecht 1969), p. 169; https://doi.org/10.1007/978-94-010-3057-1_20.
- [38] Y. S. Efimov, *Izv. KrAO*, **41–42**, 357, 1970.
- [39] N. M. Shakhovskoi, Y. S. Efimov, *Izv. KrAO*, **45**, 90 (1972).
- [40] Y. S. Efimov, N. M. Shakhovskoi, *Izv. KrAO* **45**, 111 (1972).
- [41] *Методы исследования переменных звезд*, под ред. В. Б. Никонова (Москва, Наука, 1971).
- [42] I. Appenzeller, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **79**(467), 136 (1967); <https://doi.org/10.1086/128454>
- [43] D. Clarke *Stellar Polarimetry* (Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim 2010); <https://doi.org/10.1002/9783527628322.ch1>.
- [44] N. M. Shakhovskoi, *Sov. Astron.* **6**, 587 (1963).
- [45] N. M. Shakhovskoi, *Sov. Astron.* **8**, 833 (1965).
- [46] N. M. Shakhovskoi, *Astron. Circ. (USSR)* **228**, 16 (1962).
- [47] N. M. Shakhovskoi, *Sov. Astron.* **7**, 806 (1963).
- [48] E. A. Dibai, N. M. Shakhovskoi, *Sov. Astron.* **10**, 1059 (1967).
- [49] Y. S. Efimov, *Sov. Astron. Lett.* **5**, 352 (1979).
- [50] J. R. P. Angel, R. Novick, P. Vanden Bout, R. Wolff, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 861 (1969); <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.22.861>.
- [51] J. R. P. Angel, *Astrophys. J.* **158**, 219 (1969); <https://doi.org/10.1086/150185>.
- [52] N. S. Nikulin, V. M. Kuvshinov, A. B. Severny, *Astrophys. J.* **170**, L53 (1971); <https://doi.org/10.1086/180840>.
- [53] Yu. N. Gnedin, O. S. Shulov, *Astron. Tsirkulyar* **658**, 1 (1971); див. також *JETP Lett.* **14**, 348 (1971).
- [54] A. Z. Dolginov, Yu. N. Gnedin, N. A. Silant'ev, *Astrophys. Lett.* **13**, 85 (1973).
- [55] J. C. Kemp, R. D. Wolstencroft, *Astrophys. J.* **173**, L113 (1972); <https://doi.org/10.1086/180929>.
- [56] R. M. E. Illing, P. G. Martin, *Astrophys. J.* **176**, L113 (1972); <https://doi.org/10.1086/181035>.
- [57] J. Kemp, *Nature (Phys. Sci.)* **240**, 103, (1972); <https://doi.org/10.1038/physci240103a0>.
- [58] T. Gehrels, *Astrophys. J.* **173**, L23 (1972); <https://doi.org/10.1086/180910>.
- [59] J. J. Michalsky, J. B. Swedlund, R. W. Avery, *Nature* **254**, 39 (1975); <https://doi.org/10.1038/254039a0>.
- [60] A. B. Severny, V. M. Kuvshinov, *Astrophys. J.* **200**, L13, (1975); <https://doi.org/10.1086/181886>.
- [61] J. M. Bonnet-Bidaud *et al.*, *Astron. Astrophys.* **354**, 1003 (2000).
- [62] A. V. Halevin, N. M. Shakhovskoy, I. L. Andronov, S. V. Kolesnikov, *Astron. Astrophys.* **394**, 171 (2002); <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021107>.
- [63] P. A. Mason *et al.*, *Mon. Notices Royal Astron. Soc.* **295**, 511 (1998); <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01185.x>.
- [64] I. L. Andronov *et al.*, *Centr. Eur. J. Phys.* **6**, 385 (2008); <https://doi.org/10.2478/s11534-008-0076-3>.
- [65] V. V. Breus *et al.*, *J. Phys. Stud.* **17**, 3901 (2013).
- [66] K. A. Antonyuk *et al.*, *Astrophys. Bull.* **71**, 475 (2016); <https://doi.org/10.1134/S1990341316040106>.
- [67] A. F. Valeev *et al.*, *Astrophys. Bull.* **72**, 44 (2017); <https://doi.org/10.1134/S1990341317030051>.
- [68] S. V. Zaitsev, N. N. Kiselev, V. K. Rosenbush, S. V. Kolesnikov, *Kinemat. Phys. Celest. Bodies* **31**, 281 (2015); <https://doi.org/10.3103/S0884591315060070>.
- [69] S. V. Zaitsev, N. N. Kiselev, V. K. Rosenbush, S. V. Kolesnikov, K. A. Antonyuk, *Kinemat. Phys. Celest. Bodies* **30**, 155 (2014); <https://doi.org/10.3103/S0884591314030064>.
- [70] V. K. Rosenbush *et al.*, *Icarus* **201**, 655 (2009); <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.01.007>.
- [71] V. K. Rosenbush *et al.*, *Sol. Syst. Res.* **40**, 230 (2006); <https://doi.org/10.1134/S0038094606030075>.
- [72] V. Rosenbush *et al.*, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **110**, 1719 (2009); <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2009.03.031>.
- [73] N. N. Kiselev *et al.*, *Earth Planets Space* **65**, 12 (2013); <https://doi.org/10.5047/eps.2013.05.014>.
- [74] K. Jockers *et al.*, *Astron. Astrophys.* **441**, 773, (2005); <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053348>.
- [75] S. V. Kolesnikov, I. L. Andronov, *ASP Conf. Ser.*, **510**, 502 (2017).
- [76] I. L. Andronov *et al.*, *ASP Conf. Ser.*, **511**, 43 (2017).
- [77] I. B. Vavilova *et al.*, *Kinem. Phys. Celest. Bodies* **28**, 85 (2012); <https://doi.org/10.3103/S0884591312020067>.
- [78] I. L. Andronov, *J. Phys. Stud.* **12**, 2902 (2008).
- [79] S. V. Kolesnikov, *J. Phys. Stud.* **23**, in press (2019).

DEVELOPMENT OF EQUIPMENT AND TECHNIQUES OF THE POLARIMETRIC METHOD AS AN EFFECTIVE METHOD OF ASTROPHYSICAL RESEARCH. IS. V. Kolesnikov^{1,2}¹*Odessa I. I. Mechnikov National University*²*Odessa National Maritime University*

This review, apart from mentioning some poorly known historical facts, briefly outlines the methods of measuring polarization, which were successfully used before polarimetry came into stellar astrophysics. At that time, the registration was carried out using a photoemulsion, giving the opportunity to obtain information about the spatial distribution, including the polarization parameters. Changing radiation receivers to photoelectric photometry (PhEP) has undoubtedly been a very progressive step for astrophysical observations, on the one hand, due to the higher quantum efficiency and, on the other, due to the ability to digitize the results. This, in turn, strongly encouraged the development of statistical methods in observational astrophysics. The recent wide usage of CCD receivers allows regarding PhEP as their “one-pixel” analogues, and successfully use the mathematical statistics apparatus previously developed for FEP. On the other hand, CCD is not only an even more sensitive receiver; it also has a natural panorama. The following methods and the cited results obtained using them reveal the meaning of the ideas that have been successfully used. This can be of great help, for example, in the development of a new device in modern conditions, when it is extremely important to properly evaluate the features of its optomechanical scheme, since its change is usually not possible without the creation of a new device. From the other point of view, by understanding the instrumental limitations of our predecessors, we can more quickly identify their shortcomings, which significantly influences the formation of today’s agendas in various fields of astronomical polarimetry. The last part of the paper briefly describes the methods and their results, which allowed the Crimean Astrophysical Observatory to occupy a top leading position in the world astronomical polarimetry. The methods and instruments of polarimetry that have been used productively in the Crimean school in the last quarter of the 20th and the beginning of the 21st century are described in the second article of this series, [J. Phys. Stud. **23**, No. 4, in press (2019)].