

ScanPol та MSIP не забезпечують вимірювання кругової поляризації світла (V параметр Стокса), оскільки компонент кругової поляризації атмосферного розсіювання, як правило, більш, ніж на два порядки менший за компоненти лінійної поляризації, і не впливає на аерозольні параметри, отримані з поляриметричних даних. Зазвичай використовуються поляризаційні параметри p - ступінь лінійної поляризації (DoLP), а θ - азимут лінійної поляризації (AoLP):

$$\text{DoLP} = p = \sqrt{q^2 + u^2}, \quad \text{AoLP} = \theta = \frac{1}{2} \arctan(u / q),$$

де $q=Q/I$, $u=U/I$ - нормовані параметри Стокса вхідного випромінювання.

Інша корисна форма рівняння, що визначає параметри Стокса I , Q , U для частково лінійного поляризованого світла через p і θ , виглядає наступним чином:

$$\mathbf{S} = (I, I p \cos(2\theta), I p \sin(2\theta), 0) \quad (1)$$

Процес калібрування елементів скануючого поляриметра СканПол передбачає наземне та орбітальне калібрування. Наземне калібрування передбачає визначення всіх калібрувальних параметрів (далі в тексті) відповідної матриці Мюллера: $K_1, K_2, C_{12}, a_q, a_u, \varepsilon_1, \varepsilon_2, \delta_{T1}, \delta_{T2}, \alpha_{T1}, \alpha_{T2}, R_{ps1} / R_{ps2}, \delta_{ps1} - \delta_{ps2}, \alpha_M$ та їх комбінацій для всіх кутів сканування системи дзеркал у всіх спектральних каналах. Орбітальне калібрування полягатиме в періодичній компенсації змін тих параметрів, що можуть бути визначені поза лабораторних умов, на основі спостереження сцен з відомими станами поляризації та інтенсивністю. Для формування калібрувальних поляризацій та рівнів інтенсивності на орбіті у СканПол будуть використовуватись призми Глана, кварцовий клиновий деполяризатор, шорстка пластина з відомою функцією двонапрямленого відбиття та аналог чорного тіла [8]. Зазначимо, що процес калібрування еквівалентний для всіх спектральних діапазонів приладу та кутів сканування.

Для опису інструментів ScanPol потрібні наступні матриці Мюллера:

- M_{TMS} (*Two Mirror System*) для пари перехресних дзеркал з довільною орієнтацією α_M :

$$\mathbf{M}_{TMS} = \begin{pmatrix} A & \cos(2\alpha_M)B & \sin(2\alpha_M)B & 0 \\ -\cos(2\alpha_M)B & -\cos^2(2\alpha_M)A - \sin^2(2\alpha_M)\cos(\delta_{ps2} - \delta_{ps1}) & \cos(2\alpha_M)\sin(2\alpha_M)(\cos(\delta_{ps2} - \delta_{ps1}) - A) & \sin(2\alpha_M)\sin(\delta_{ps2} - \delta_{ps1}) \\ -\sin(2\alpha_M)B & \cos(2\alpha_M)\sin(2\alpha_M)(\cos(\delta_{ps2} - \delta_{ps1}) - A) & -\sin^2(2\alpha_M)A - \cos^2(2\alpha_M)\cos(\delta_{ps2} - \delta_{ps1}) & -\cos(2\alpha_M)\sin(\delta_{ps2} - \delta_{ps1}) \\ 0 & \sin(2\alpha_M)\sin(\delta_{ps2} - \delta_{ps1}) & -\cos(2\alpha_M)\sin(\delta_{ps2} - \delta_{ps1}) & \cos(\delta_{ps2} - \delta_{ps1}) \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\text{де } A = \frac{1}{2} \left(\frac{R_{ps1}}{R_{ps2}} + \frac{R_{ps2}}{R_{ps1}} \right), \quad B = \frac{1}{2} \left(\frac{R_{ps1}}{R_{ps2}} - \frac{R_{ps2}}{R_{ps1}} \right), \quad C = |R_{p1}| |R_{p2}| |R_{s1}| |R_{s2}|, \quad R_{ps} = \frac{|R_p|}{|R_s|}, \quad \delta_{ps} = \delta_p - \delta_s.$$

$R_{p,s} = |R_{p,s}| e^{i\delta_{p,s}}$ – комплексний показник відбивання дзеркала.

- M_r для фазової пластинки із зсувом між двома лінійнополяризованими компонентами δ і довільною орієнтацією осі двопротинезаломлення α_r :

$$\mathbf{M}_r = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\alpha_r) + \sin^2(2\alpha_r)\cos(\delta_r) & \cos(2\alpha_r)\sin(2\alpha_r)(1 - \cos(\delta_r)) & \sin(2\alpha_r)\sin(\delta_r) \\ 0 & \cos(2\alpha_r)\sin(2\alpha_r)(1 - \cos(\delta_r)) & \sin^2(2\alpha_r) + \cos^2(2\alpha_r)\cos(\delta_r) & -\cos(2\alpha_r)\sin(\delta_r) \\ 0 & -\sin(2\alpha_r)\sin(\delta_r) & \cos(2\alpha_r)\sin(\delta_r) & \cos(\delta_r) \end{pmatrix} \quad (3)$$

- M_A для лінійного поляризатора з відношенням згасання (extinction ratio) $1/e$ і довільною орієнтацією α_A :

$$\mathbf{M}_A = \frac{1+e}{2} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1-e}{1+e}\cos(2\alpha_A) & \frac{1-e}{1+e}\sin(2\alpha_A) & 0 \\ \frac{1-e}{1+e}\cos(2\alpha_A) & \cos^2(2\alpha_A) + 2\frac{\sqrt{e}}{1+e}\sin^2(2\alpha_A) & \frac{(1-\sqrt{e})^2}{1+e}\cos(\alpha_A)\sin(\alpha_A) & 0 \\ \frac{1-e}{1+e}\sin(2\alpha_A) & \frac{(1-\sqrt{e})^2}{1+e}\cos(2\alpha_A)\sin(2\alpha_A) & 2\frac{\sqrt{e}}{1+e}\cos^2(\alpha_A) + \sin^2(\alpha_A) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\frac{\sqrt{e}}{1+e} \end{pmatrix} \quad (4)$$

Де $e = \frac{t_{\perp}}{t_{\parallel}}$ - відношення між пропусканням поляризатора для лінійно

поляризованого випромінювання з площинами поляризації перпендикулярною та паралельною осі поляризатора.

Моделювання:

Схематично повний поляризаційний канал СканПол можна зобразити у вигляді рис.1:

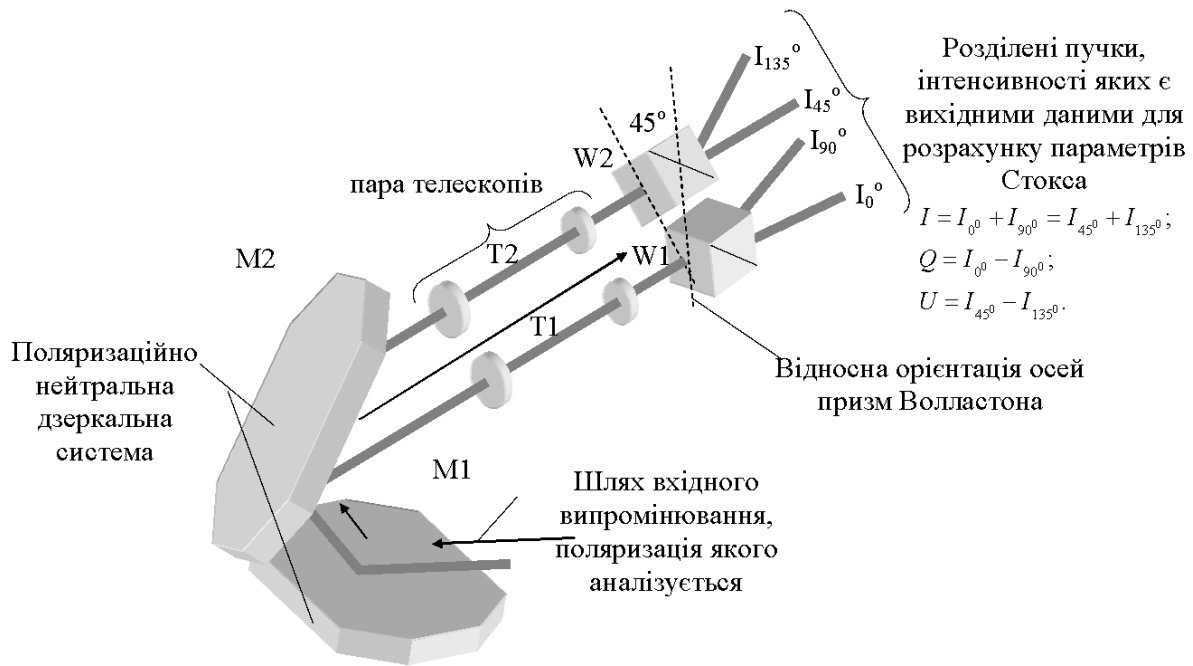


Рисунок 1. – Схематичне представлення повного поляризаційного каналу СканПол.

З рис. 3 випливає, що кожен канал інтенсивності може бути описаний рівнянням:

$$R = K \left[\mathbf{M}_A(e, \alpha_A + \varepsilon) \cdot \mathbf{M}_T(\delta_T, \alpha_T) \cdot \mathbf{M}_{TMS}(R_{ps1} R_{ps2}, \delta_{ps1}, \delta_{ps2}, \alpha_M) \cdot \mathbf{S}_{scene} \right]_0 + D, \quad (5)$$

де D – значення нульового рівню каналу; \mathbf{S}_{scene} – Вектор Стокса вхідного випромінювання, \mathbf{M} – Матриця Мюллера відповідного оптичного елементу; K – скалярне значення, яке описує ізотропне підсилення каналу; ε – невелике значення зміщення орієнтації призми Волластона відносно меридіональної площини.

На рис. 6 зображена блок-схема поляризаційного каналу СканПол, яка є спільною для всіх частотних каналів СканПол. Від частоти залежать тільки числові значення параметрів блоків у схемі.

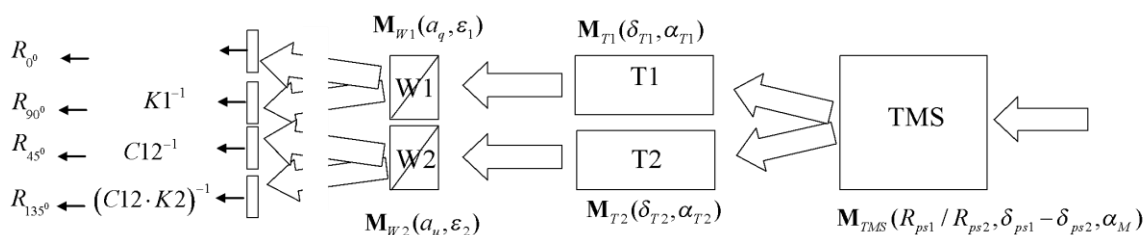


Рисунок 6. – Загальна блок-схема поляризаційного каналу СканПол.

Очікується, що ортогональність поляризації променів в призмі буде майже ідеальною, оскільки вона визначається кристалічною структурою призми Волластона. Нульовий індекс у рівнянні (5) вказує на те, що ми працюємо з вхідною інтенсивністю світла I (першим параметром Стокса). Всі інші параметри у рівнянні (5) та їх фізичний зміст чітко пояснюються в рівняннях (2) - (4).

3.1 Наземне калібрування

3.1.1 Визначення коефіцієнтів $K1$, $K2$, $C12$

Для визначення різниці у пропусканні спряжених каналів СканПол $K1$, $K2$, $C12$ в оптичний тракт поляриметра між дзеркалом та телескопами необхідно ввести деполаризатор (наприклад, кварцовий клиновидний) так, щоб він перекривав поле зору спряжених телескопів, так як це зображено на рис. 1.

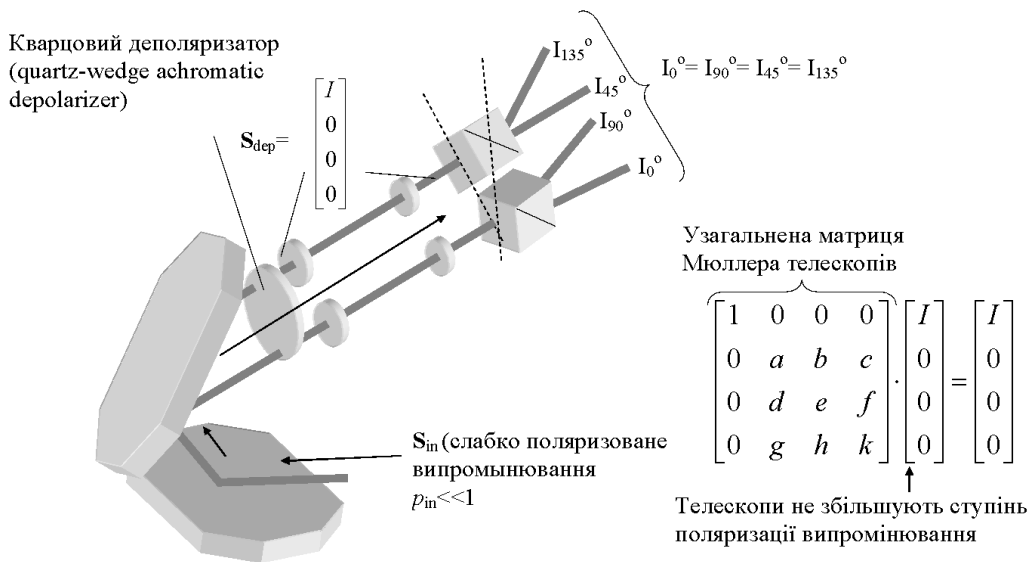


Рисунок 1. – Схема для визначення різниці у коефіцієнтах передачі спряжених каналів поляриметра СканПол.

Як джерело випромінювання можна використати світло лампи (набору ламп), розсіяне шорсткою поверхнею типу Spectralon, за сумарною потужністю та спектральним складом, близькими до відбитого від земної поверхні, що планується до досліджень. Програма максимум – використання інтегруючої сфери. Таким чином, слабо поляризоване вхідне випромінювання з вектором Стокса S_{in} після системи дзеркал потраплятиме на деполяризатор. Очікуваний ступінь поляризації випромінювання на виході деполяризатора $p_{dep} < 0.001$. Відповідно нормований вектор Стокса випромінювання на виході деполяризатора з високою ступінню наближення набуде вигляду $S_{dep} = [1, 0, 0, 0]^T$. Фазова анізотропія телескопів не збільшуватиме ступінь поляризації падаючого випромінювання. Дійсно, об'єкти, що не виявляють дихроїчні властивості можна описати матрицею Мюллера загального вигляду:

$$M_{Non\ Dichroic} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & b & c \\ 0 & d & e & f \\ 0 & g & h & k \end{bmatrix}. \quad (1)$$

де елементи матриці $a-k$ можуть приймати довільні значення у межах критерію [8] (щоб (1) залишалася матрицею Мюллера).

Домножуючи матрицю (1) на вектор Стокса $S_{dep} = [1, 0, 0, 0]^T$ отримаємо:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & b & c \\ 0 & d & e & f \\ 0 & g & h & k \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

тобто, випромінювання на виході телескопів залишиться деполаризованим.

Погано вирівняні дзеркала виявлятимуть дихроїчні властивості і, тому, можуть збільшувати ступінь поляризації випромінювання. Саме тому деполаризатор оптимально вносити в оптичний канал після дзеркал по ходу променя в системі.

Забезпечивши неполяризоване випромінювання на вході призм Волластона (рис.1.) логічно очікувати однакових рівнів інтенсивностей променів на їх виході. Зрозуміло, що різниця у інтенсивностях променів у цьому випадком буде наслідком різниці у коефіцієнтах передачі каналів, яка повністю описується шуканими коефіцієнтами $K1, K2, C12$, що не залежать від особливостей анізотропних характеристик телескопів, дзеркал та недосконалостей анізотропії призм Волластона. Таким чином шукані коефіцієнти можуть виражені через прямо вимірювані величини як:

$$I_{0^\circ} = I_{90^\circ} \Rightarrow K1 = \frac{(R_{0^\circ} - D_{0^\circ})}{(R_{90^\circ} - D_{90^\circ})}, \quad I_{45^\circ} = I_{135^\circ} \Rightarrow K2 = \frac{(R_{45^\circ} - D_{45^\circ})}{(R_{135^\circ} - D_{135^\circ})}$$

$$I = I_{0^\circ} + I_{90^\circ} = I_{45^\circ} + I_{135^\circ} \Rightarrow C12 = \frac{(R_{0^\circ} - D_{0^\circ}) + K1(R_{90^\circ} - D_{90^\circ})}{(R_{45^\circ} - D_{45^\circ}) + K2(R_{135^\circ} - D_{135^\circ})} \quad (3)$$

де $D_{0^\circ, 90^\circ, 45^\circ, 135^\circ}$ - цифрові значення рівнів темного нуля (**Dark zero level**), виміряні для відповідних каналів СканПол; $R_{0^\circ, 90^\circ, 45^\circ, 135^\circ}$ - цифрові значення рівнів сигналів, зняті безпосередньо з виходів АЦП для відповідного каналу без компенсації темного нуля.

3.1.2 Визначення орієнтації призм Волластона \square_1, \square_2 .

Значення нормованих параметрів Стокса q та u випромінювання на вході призм Волластона пов'язані із корегованими інтенсивностями (3) на виході призм як:

$$\begin{aligned} q' &= \frac{I_{0^\circ} - I_{90^\circ}}{I_{0^\circ} + I_{90^\circ}} = \frac{1 - e_1}{1 + e_1} [q \cos(2\varepsilon_1) + u \sin(2\varepsilon_1)] \\ u' &= \frac{I_{45^\circ} - I_{135^\circ}}{I_{45^\circ} + I_{135^\circ}} = \frac{1 - e_2}{1 + e_2} [-q \sin(2\varepsilon_2) + u \cos(2\varepsilon_2)] \end{aligned} \quad (4)$$

де як і раніше $q = Q/I$, $u = Q/I$.

Подано на вхід скануючої системи СканПол, що точно дивиться в надир, випромінювання з лінійною поляризацією із змінним азимутом \square . Тоді на вході призм матимемо, відповідно:

$$q \approx -p_{inst} \cos(2\theta), \quad u \approx -p_{inst} \sin(2\theta). \quad (5)$$

p_{inst} в даному випадку визначає можливу деполаризацію випромінювання внаслідок недосконалості дзеркал та телескопів. Знак «-» в (5) враховує той факт, що система дзеркал інвертує параметри Стокса вхідного випромінювання.

Підставимо (5) в (4) та запишемо розраховані значення параметрів Стокса q' та u' у вигляді ряду Фур'є відносно \square :

$$\begin{aligned} q' &\approx \frac{1 - e_1}{1 + e_1} p_{inst} [-\cos(2\theta) \cos(2\varepsilon_1) - \sin(2\theta) \sin(2\varepsilon_1)] = a_{1_{2\theta}} \cos(2\theta) + b_{1_{2\theta}} \sin(2\theta) \\ u' &\approx \frac{1 - e_2}{1 + e_2} p_{inst} [\cos(2\theta) \sin(2\varepsilon_2) - \sin(2\theta) \cos(2\varepsilon_2)] = a_{2_{2\theta}} \cos(2\theta) + b_{2_{2\theta}} \sin(2\theta) \end{aligned} \quad (6)$$

де

$$\begin{aligned} a_{1_{2\theta}} &= -\frac{1 - e_1}{1 + e_1} p_{inst} \cos(2\varepsilon_1), & b_{1_{2\theta}} &= -\frac{1 - e_1}{1 + e_1} p_{inst} \sin(2\varepsilon_1), & a_{2_{2\theta}} &= \frac{1 - e_2}{1 + e_2} p_{inst} \sin(2\varepsilon_2), \\ b_{2_{2\theta}} &= -\frac{1 - e_2}{1 + e_2} p_{inst} \cos(2\varepsilon_2) \end{aligned}$$

- амплітуди гармонік.

З (6) випливає, що параметри \square_1, \square_2 можна виразити через амплітуди відповідних гармонік залежностей $q'(\theta)$ та $u'(\theta)$ як:

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{-b1_{2\theta}}{-a1_{2\theta}} \right), \quad \varepsilon_2 = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left(\frac{a2_{2\theta}}{-b2_{2\theta}} \right). \quad (7)$$

Схему вимірального стелу для визначення параметрів ε_1 та ε_2 наведено на рис.2:

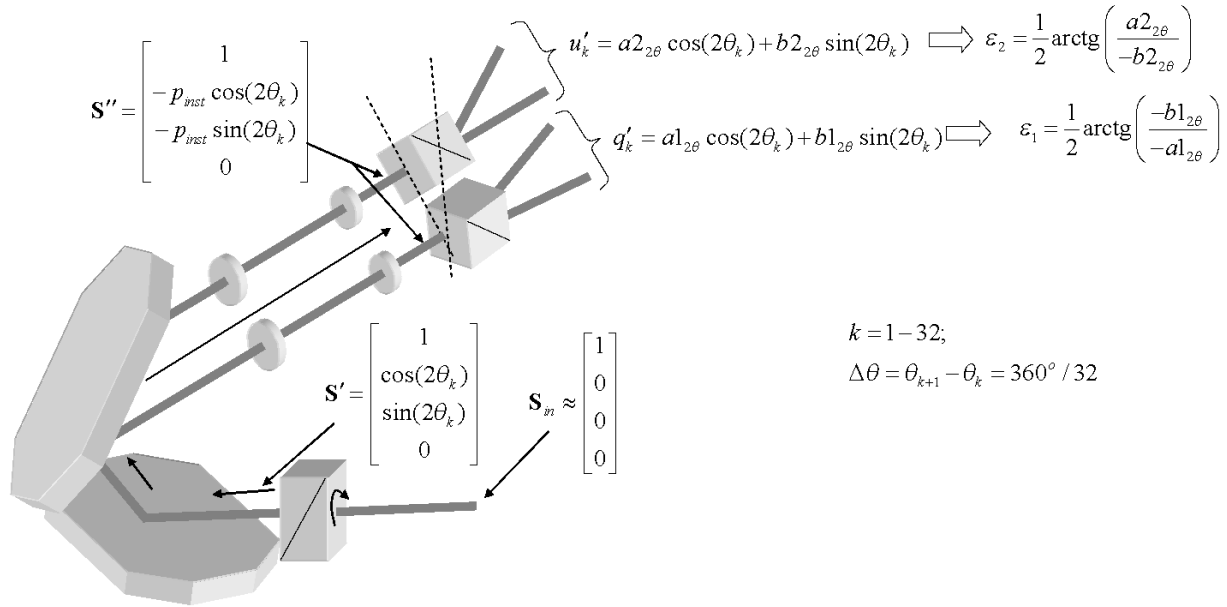


Рисунок 2. Схема стелу для визначення орієнтації призм Волластона.

На рис.2. слабо поляризоване випромінювання, падає на призмий поларизатор. Азимут поларизатора θ_k змінюють з фіксованим значенням кроку $\Delta\theta$. В результаті на виході призм Волластона можемо отримати масиви значень параметрів Стокса q'_k та u'_k . Далі, виконавши дискретні Фур'є перетворення для отриманих масивів можемо розрахувати амплітуди відповідних гармонік ε_1 та ε_2 . Наприклад, для кроку $\Delta\theta = 360^\circ / 32$, на період обертання поларизатора буде отримано масиви q' та u' з 32 вибірок, для яких можна виконати швидке Фур'є перетворення:

$$c_j = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{k=1}^{32} v_k \exp i \left(\frac{2\pi j}{n} k \right) \quad (8)$$

В нашому випадку $v_k = q'_k, u'_k$, $a_{2\theta} = \operatorname{Re}(c_2)$, $b_{2\theta} = \operatorname{Im}(c_2)$.

Оскільки ε_1 та ε_2 розраховуються через нормовані параметри Стокса, немає жорстких вимог до виду поляризації випромінювання на вході задаючого поляризатора. Головне - забезпечити прийнятне співвідношення сигнал/шум на виході поляризатора для всіх його азимутів.

Для прив'язки осі поляризатора до просторових координат можна використати ахроматичну ізотопну пластину, нахилenu під кутом Брюстера до вхідного випромінювання. Площина коливання лінійно поляризованого випромінювання на виході такої пластини буде строго паралельною площині падіння. Площина поляризації відбитого променя буде строго перпендикулярною площині падіння.

3.1.3 Оцінка відношення згасань(extinction ratio) e призм Волластона.

Визначення відношення згасань призм Волластона СканПол можна зробити у всьому робочому діапазоні довжин хвиль з використанням додаткового реперного

призмового поляризатора з наперед відомим кращим значенням $e = \frac{t_{\perp}}{t_{\parallel}}$ (відношенням між пропусканням поляризатора для лінійно поляризованого випромінювання з площинами поляризації перпендикулярною та паралельною осі поляризатора). В цьому випадку $e_{1,2}$ призм Волластона будуть визначатись як відношення інтенсивності у каналах схрещених з призмою Глана до інтенсивності в каналах паралельних з призмою Глана рис.3.

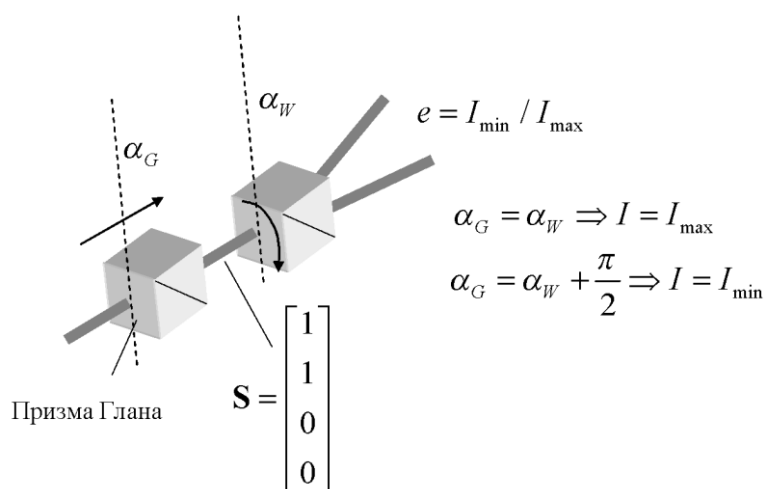


Рисунок 3. – Схема для визначення відношення згасання призми Волластона.

α_G - азимут призми Глана, α_W - призма Волластона.

Максимально точно шукані параметри можна визначити при забезпеченні максимальної інтенсивності випромінювання на вході призми Глана.

3.1.4 Визначення інструментальної поляризації.

За наявності не скомпенсованої анізотропії у системі сканування та телескопах вимірювального тракту СканПол, за умови, що $|\sin(\delta_T)|, |\sin(\delta_{ps1} - \delta_{ps2})| < 10^{-2}$ та третій параметр Стокса вхідного випромінювання $|V| < 10^{-2}$, з математичних виразів можна виключити доданки з множниками типу $\sin(\delta_T)^2, \sin(\delta_{ps1} - \delta_{ps2})^2, \sin(\delta_T) \cdot \sin(\delta_{ps1} - \delta_{ps2})$ і т.п.. Тоді випромінювання на вході призм Волластона можна змодельовати як [9]:

$$\mathbf{S} \approx I \begin{bmatrix} 1 + q_{inst}q + u_{inst}u \\ q_{inst} - q \\ u_{inst} - u \\ v \end{bmatrix}. \quad (9)$$

де q_{inst} та u_{inst} параметри, що характеризують інструментальний вплив на поляризацію вхідного випромінювання, і які є функціями від анізотропних характеристик дзеркальної системи та телескопів [9]. Надалі для пари q_{inst} та u_{inst} будемо використовувати термін «інструментальна поляризація» за аналогією з [9]

З (9) випливає, що інструментальну поляризацію можна оцінити за мінімальної деполаризації випромінювання на вході скануючої системи СканПол, при якій випромінювання на вході призм Волластона можна описати як:

$$\mathbf{S} \approx I \begin{bmatrix} 1 \\ q_{inst} \\ u_{inst} \\ v \end{bmatrix} \quad (10)$$

У цьому випадку можна розрахувати параметри q_{inst} та u_{inst} із співвідношення (4) як:

$$\begin{bmatrix} q_{inst} \\ u_{inst} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(2\varepsilon_1) & \sin(2\varepsilon_1) \\ -\sin(2\varepsilon_2) & \cos(2\varepsilon_2) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} q'a_q \\ u'a_u \end{bmatrix} \quad (11)$$

де $a_q = \frac{1+e_1}{1-e_1}$, $a_u = \frac{1+e_2}{1-e_2}$ - параметри, що мають бути попередньо оцінені для призм Волластона з використанням високоякісного призмового поляризатора, типу призми Глана з $e \sim 10^{-6}$. Схема для визначення інструментальної поляризації наведена на рис.3.

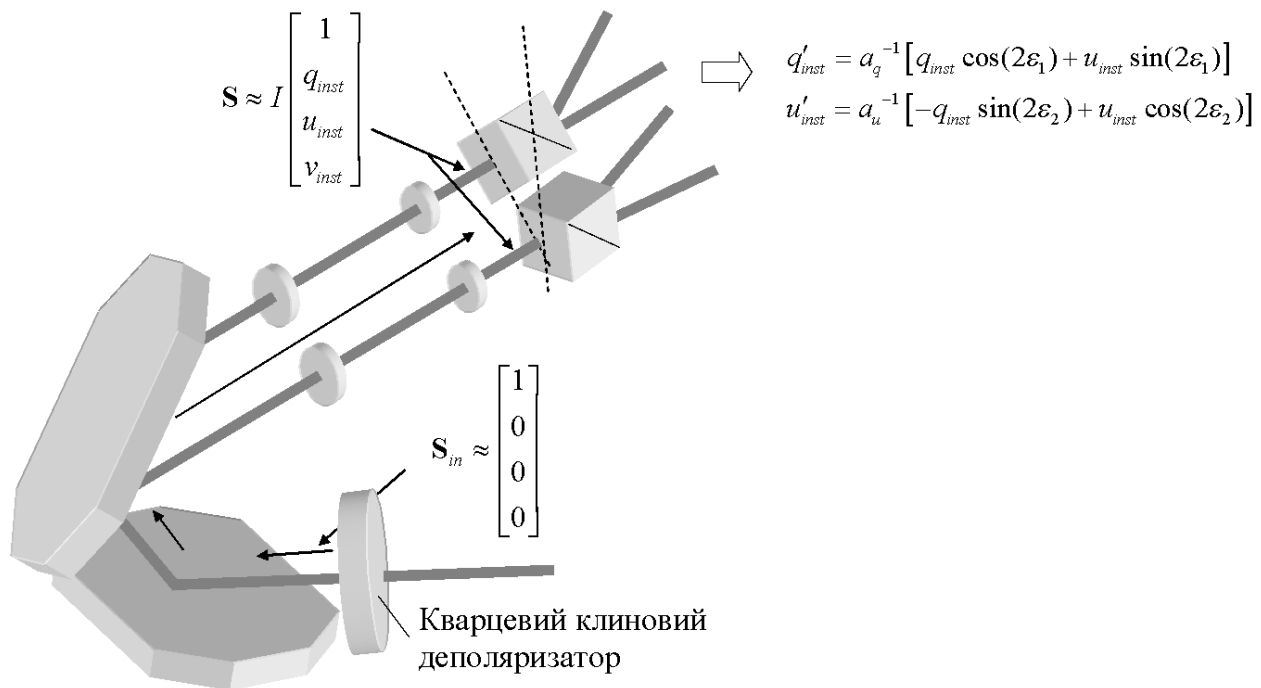


Рисунок 4. – Схема для визначення інструментальної поляризації СканПол

3.1.5 Узагальнене поляризаційне вимірювальне рівняння СканПол.

Узагальнене рівняння, що пов'язує між собою безпосередньо вимірювані величини (цифрові відліки на виходах АЦП - $R_{0^\circ, 90^\circ, 45^\circ, 135^\circ}$) та шукані нормовані параметри Стокса $q=Q/I$ та $u=U/I$ випромінювання на вході скануючої системи СканПол, має вигляд:

$$\frac{RD_{0^\circ} - K1 \cdot RD_{90^\circ}}{RD_{0^\circ} + K1 \cdot RD_{90^\circ}} = \frac{a_q^{-1} [(-q + q_{inst}) \cos(2\varepsilon_1) + (-u + u_{inst}) \sin(2\varepsilon_1)]}{1 + q_{inst}q + u_{inst}u} \quad (1)$$

$$\frac{RD_{45^\circ} - K2 \cdot RD_{135^\circ}}{RD_{45^\circ} + K2 \cdot RD_{135^\circ}} = \frac{a_u^{-1} [(-(-q + q_{inst}) \sin(2\varepsilon_2) + (-u + u_{inst}) \cos(2\varepsilon_2)]}{1 + q_{inst}q + u_{inst}u}$$

де $RD_{0^\circ, 90^\circ, 45^\circ, 135^\circ} = R_{0^\circ, 90^\circ, 45^\circ, 135^\circ} - D_{0^\circ, 90^\circ, 45^\circ, 135^\circ}$ - відліки АЦП, компенсовані на нульовий рівень.

$R_{0^\circ, 90^\circ, 45^\circ, 135^\circ}$ - сирі (безпосередні) відліки АЦП у відповідних поляризаційних каналах.

$D_{0^\circ, 90^\circ, 45^\circ, 135^\circ}$ - сирі (безпосередні) відліки АЦП у відповідних поляризаційних каналах при закритій вхідній апертурі (нульові рівні сигналів у каналах, які необхідно виміряти та компенсувати).

$$K1 = \frac{(RD_{0^\circ})}{(RD_{90^\circ})}, \quad K2 = \frac{(RD_{45^\circ})}{(RD_{135^\circ})};$$

$\varepsilon_1 \ \varepsilon_2$ – відхилення осей пропускання першої та другої призм Волластона від точних відповідних позицій кута ($0^\circ + \varepsilon_1, 90^\circ + \varepsilon_1, 45^\circ + \varepsilon_2, 135^\circ + \varepsilon_2$);

q_{inst}, u_{inst} – паразитні доданки до шуканих параметрів Стокса q та u , викликані поляризаційною недосконалістю телескопів та дзеркал приладу.

a_q, a_u – параметри, що враховують паразитну деполяризацію випромінювання у вимірювальному тракті приладу внаслідок недосконалості поляризаторів та неоднорідності поляризаційних характеристик телескопів та дзеркал у межах перетину робочого променя:

$$a_q = \frac{1 + e_1}{1 - e_1}, \quad a_u = \frac{1 + e_2}{1 - e_2} \quad (8)$$

де $1/e_1, 1/e_2$ - відношення згасання для кожної призми Волластона.

З рівняння (1) можна виразити шукані параметри Стокса q і u за методом, описаним в (Cairns and Geogdzhayev, 2010), або використовуючи точне наближення:

$$q = \frac{q_{inst} s_2 \left(s_1 + u_{inst} \Delta I_{0^\circ, 90^\circ} \right) - \left(1 + u_{inst}^2 \right) \left(c_2 \Delta I_{0^\circ, 90^\circ} - s_1 \Delta I_{45^\circ, 135^\circ} \right) + c_1 q_{inst} \left(c_2 + u_{inst} \Delta I_{45^\circ, 135^\circ} \right)}{s_1 s_2 + c_2 q_{inst} \Delta I_{0^\circ, 90^\circ} + s_2 u_{inst} \Delta I_{0^\circ, 90^\circ} - q_{inst} s_1 \Delta I_{45^\circ, 135^\circ} + c_1 \left(c_2 + u_{inst} \Delta I_{45^\circ, 135^\circ} \right)} \quad (9)$$

$$u = \frac{c_1 c_2 u_{inst} - \left(s_2 + q_{inst}^2 s_2 - c_2 q_{inst} u_{inst} \right) \Delta I_{0^\circ, 90^\circ} - c_1 \left(1 + q_{inst}^2 \right) \Delta I_{45^\circ, 135^\circ} + s_1 u_{inst} \left(s_2 - q_{inst} \Delta I_{45^\circ, 135^\circ} \right)}{s_1 s_2 + c_2 q_{inst} \Delta I_{0^\circ, 90^\circ} + s_2 u_{inst} \Delta I_{0^\circ, 90^\circ} - q_{inst} s_1 \Delta I_{45^\circ, 135^\circ} + c_1 \left(c_2 + u_{inst} \Delta I_{45^\circ, 135^\circ} \right)}$$

де:

$$c_{1,2} = \cos(\varepsilon_{1,2}), \quad s_{1,2} = \sin(\varepsilon_{1,2}), \quad \Delta I_{0^\circ, 90^\circ} = \frac{RD_{0^\circ} - K1 \cdot RD_{90^\circ}}{RD_{0^\circ} + K1 \cdot RD_{90^\circ}} a_q, \quad \Delta I_{45^\circ, 135^\circ} = \frac{RD_{45^\circ} - K2 \cdot RD_{135^\circ}}{RD_{45^\circ} + K2 \cdot RD_{135^\circ}} a_u.$$

Таким чином, визначивши калібрувальні коефіцієнти для вимірювального тракту СканПол, можемо відновити параметри Стокса поляризації вхідного випромінювання з (9).

Процедура орбітального калібрування поляриметра ScanPol базується на підході APS / Glory, описаному в (Cairns and Geogdzhayev, 2010). Калібрування на орбіті забезпечується використанням контрольних елементів, встановлених всередині інструмента ScanPol, показаного на рисунку 4. В якості деполаризатора обраний кварцовий клиновидний деполаризатор, який забезпечує неполяризоване з нульовим значенням контрольного світла значення DoLP у вхідному вікні ScanPol. Темний блок - це темна камера з адсорбційним покриттям для встановлення нульового рівня для реєстрації електроніки ScanPol. Сонячна одиниця - розсіювальна дифузійна пластина з добре відомою функцією розподілу двостороннього відбиття (BRDF) для радіометричної калібрування каналів інтенсивності ScanPol. Пристрій поляризаторів являє собою набір з чотирьох поляризаторів з призмою Глана із фіксованою добре відомою орієнтацією. Елемент поляризатора виробляє світло з лінійною поляризацією з високим значенням DoLP та добре відомою величиною AoLP. Система перехрещених дзеркал обертається та спрямовує світло, розкидане з надирного напрямку, яке передається і розсіюється з еталонних зразків до поляриметричних вимірювальних каналів ScanPol із осей,

перпендикулярних площині на рис.4 та паралельному осі дзеркала обертання системи.

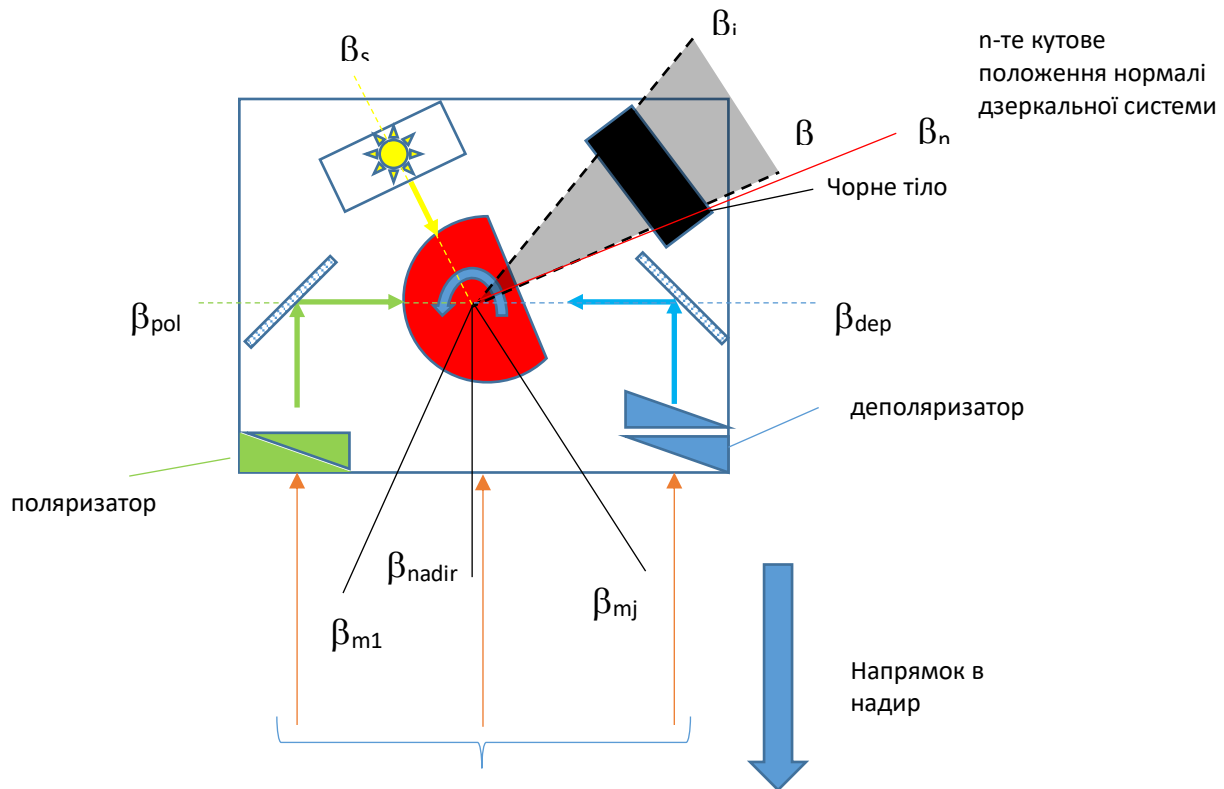


Рисунок 4. – Схема скануючої системи Скан Пол.

Послідовність алгоритму для орбітальної калібрування приладу ScanPol полягає в наступному.

По-перше, визначається середнє значення рівнів «нуля» у каналах ($D_{0^{\circ},90^{\circ},45^{\circ},135^{\circ}}$) як:

$$D_{0^{\circ},90^{\circ},45^{\circ},135^{\circ}} = \frac{\sum_{k=0}^i D_{0^{\circ},90^{\circ},45^{\circ},135^{\circ},\beta_k}}{(i-1)} \quad (4)$$

Де $D_{0^{\circ},90^{\circ},45^{\circ},135^{\circ},\beta_k}$ - відлік АЦП знятий при погляді дзеркальної системи на чорне тіло для кутового положення нормалі β_k . Далі всі безпосередні відліки АЦП для інших положень нормалі системи дзеркал компенсуємо на це середнє темнове значення, отримуючи $RD_{0^{\circ},90^{\circ},45^{\circ},135^{\circ}} = R_{0^{\circ},90^{\circ},45^{\circ},135^{\circ}} - D_{0^{\circ},90^{\circ},45^{\circ},135^{\circ}}$

По-друге, розраховується радіометричний коефіцієнт А. Для напрямку нормалі вікна дзеркал β_s – вимірюємо інтенсивність каліброваного джерела і з неї маємо розрахувати спільний радіометричний масштабуючий множник А, що дозволить нуль компенсовані відліки АЦП перевести у інтенсивність відповідно NIST.

Коефіцієнти $K1'$ і $K2'$ містять в собі попередньо відомі q_{inst} , u_{inst} та a_q , a_u . При огляді в надир через деполаризатори (положення нормалі вікна дзеркал - β_{dep}) можемо покласти $q = 0$ та $u = 0$, відповідно рівняння (1) спроститься:

$$\begin{aligned} \frac{RD_{0^\circ} - K1' \cdot RD_{90^\circ}}{RD_{0^\circ} + K1' \cdot RD_{90^\circ}} &= a_q'^{-1} [q_{inst} \cos(2\varepsilon_1') + u_{inst} \sin(2\varepsilon_1')] \\ \frac{RD_{45^\circ} - K2' \cdot RD_{135^\circ}}{RD_{45^\circ} + K2' \cdot RD_{135^\circ}} &= a_u'^{-1} [-q_{inst} \sin(2\varepsilon_2') + u_{inst} \cos(2\varepsilon_2')] \end{aligned} \quad (19)$$

З (19) отримуються коефіцієнти $K1'$ і $K2'$:

$$K1' = \left(\frac{1 - a_q' q_{inst}'}{1 + a_q' q_{inst}'} \right) \frac{RD_{0^\circ}}{RD_{90^\circ}}; \quad K2' = \left(\frac{1 - a_u' u_{inst}'}{1 + a_u' u_{inst}'} \right) \frac{RD_{45^\circ}}{RD_{135^\circ}}; \quad (20)$$

де

$$\begin{aligned} q_{inst}' &= q_{inst} \cos(2\varepsilon_1') + u_{inst} \sin(2\varepsilon_1') \\ u_{inst}' &= -q_{inst} \sin(2\varepsilon_2') + u_{inst} \cos(2\varepsilon_2') \end{aligned} \quad (21)$$

Маючи щойно уточнені $K1'$ і $K2'$ калібруємо коефіцієнти a_q' and a_u' . При погляді в надир через поляризатори поляризація вхідного випромінювання матиме лінійну поляризацію з встановленим азимутом (задається в лабораторних умовах на землі). Таким чином, параметри Стокса вхідного випромінювання точно відомі і їх використовують як калібрувальні q_{cal} та u_{cal} . Підставляючи q_{cal} та u_{cal} в (1), можемо знайти значення двох калібрувальних параметрів a_q та a_u , при відомих інших:

$$\alpha_q = \frac{q_{cal}' + q_{inst}'}{\frac{RD_{0^\circ} - K1 \cdot RD_{90^\circ}}{RD_{0^\circ} + K1 \cdot RD_{90^\circ}} (1 + q_{cal} q_{inst} + u_{cal} u_{inst})}; \quad \alpha_u = \frac{u_{cal}' + u_{inst}'}{\frac{RD_{45^\circ} - K2 \cdot RD_{135^\circ}}{RD_{45^\circ} + K2 \cdot RD_{135^\circ}} (1 + q_{cal} q_{inst} + u_{cal} u_{inst})}; \quad (8)$$

де

$$\begin{aligned} q_{cal}' &= -q_{cal} \cos(2\varepsilon_1) - u_{cal} \sin(2\varepsilon_1) \\ u_{cal}' &= q_{cal} \sin(2\varepsilon_2) - u_{cal} \cos(2\varepsilon_2) \end{aligned} \quad (9)$$

Для калібрування оптимально використовувати призми Глана орієнтовані під кутом 22.5° , до осей призм Волластона оскільки при цьому значення калібрувальних параметрів Стокса будуть однаковими:

$$q_{cal} = \cos(2 \cdot \pi / 8) = \frac{\sqrt{2}}{2}, \quad u_{cal} = \sin(2 \cdot \pi / 8) = \frac{\sqrt{2}}{2}.$$

Використовуючи відкалібровані параметри, визначені вище, визначаються параметри поляризації сцени за формулою (9).

Визначається ступінь поляризації (DoLP) як:

$$DoLP = p = \sqrt{q^2 + u^2} \quad (11)$$

Визначається кут поляризації (AoLP) як:

$$AoLP = \theta_{real} = \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{u}{q}\right) - \theta_{TMS} \quad (12)$$

де $\theta_{TMS} = 90^\circ - \beta_{nadir}$ оскільки кут поляризації повертається синхронно зі скануючою системою.