



ҚУТБЛАНГАН ЁРУҒЛИКНИ СТОКС ПАРАМЕТРЛАРИ

ОРҚАЛИ ТАСВИРЛАШ

М. М. Собиров – ФарДУ доценти

И. М. Усмонов – ТАТУ ФФ АЛ Физика фани ўқитувчиси

Х. И. Хатамов - ТАТУ ФФ АЛ Физика фани ўқитувчиси

Аннотация: Мақолада, қутбланган ёруғликнинг физик характеристикаларини аналитик ифодалашнинг Стокс параметрлари баён этилган бўлиб, бу усулни келтириб чиқариш йўли оммабон тарзда таҳлил этилган.

Таянч сўз ва иборалар: қутбланган ёруғлик, чизиқли қутбланган ёруғлик, айланма қутбланган ёруғлик, эллиптик қутбланган ёруғлик, қутбланиш даражаси, фазалар фарқи, Стокс параметрлари.

Ёруғлик оқими турли муҳитлардан ўтганида, муҳитни ташкил этган атом ва молекулалар билан таъсирлашиши туфайли унинг физик параметрлари ўзгаради. Нурланишнинг дастлабки ва иккиламчи параметрларини солиштириш орқали муҳитнинг атом-молекуляр тузилиши, муҳитнинг физик ҳолатини ифодаловчи катталиклар ҳақида маълумот олиш мумкин. Агар ёруғлик оқими қутбланган бўлса, муҳит ҳақида олинаётган маълумотлар доираси кенгайиб, маълумотларнинг аниқлик даражаси янада ортади. Қутбланган ёруғлик кристаллофизикада кристалларнинг физик параметрларини аниқлашда [1], астрофизикада юлдузлар ва уларнинг атмосферасида юз бераётган жараёнларни ўрганишда [2], суюқлик ва газлар физикаси, шунингдек техникада турли оптик қурилмаларда кенг қўлланилади.

Қутбланган нурланиш оқимини муҳитларда кўчирилиш жараёни Стокс параметрлари орқали ўрганилиб, бу катталиклар нурланиш оқими интенсивлиги, қутбланиш даражаси, қутбланиш текислиги ва бошқа параметрларни ўзида акс эттиради. Стокс параметрларидан оптика кенг фойдаланилишига қарамай, бу

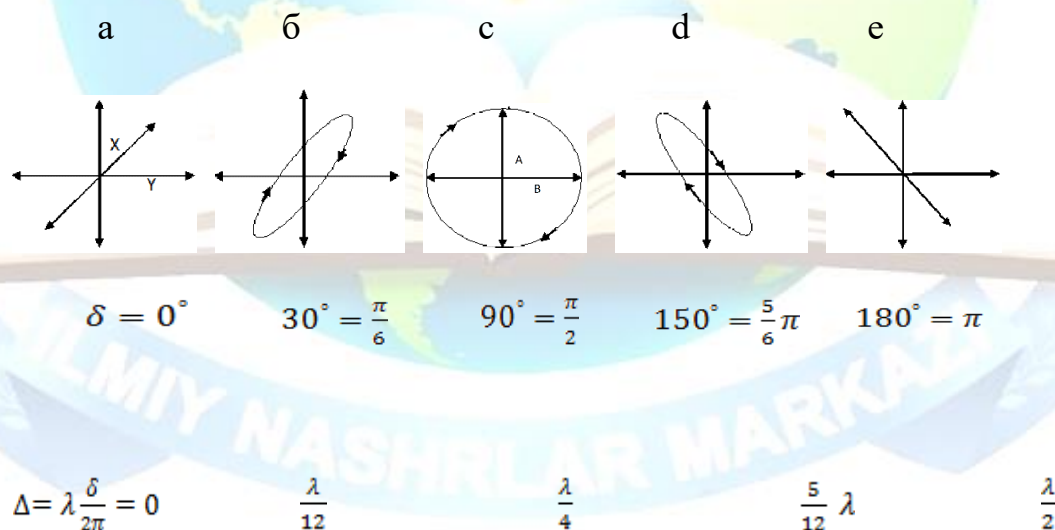


параметрларнинг физик моҳияти адабиётларда етарлича таҳлил этилмаган, фақат айрим монографияларда эслатиб ўтилади ҳолос. Натижада, оптика ва унга турдош соҳалар бўйича ихтисослашаётган ёш мутахасисларда Стокс параметрларига боғлиқ тушунмовчиликлар юзага келади. Ушбу мақолада, кутбланган ёруғлик оқимини Стокс параметрлари орқали тасвирлаш усулини оммабоп тарзда баён этишга ҳаракат қилдик.

Қўйилаётган масалани тушинишни осонлаштириш учун, механикадан маълум бўлган ўзаро перпендикуляр текисликларда бирдай ω частотада тебранаётган иккита механик,

$$x = A \sin(\omega t + \delta), y = B \sin \omega t,$$

тебранишларни қўшиш масаласини кўриб чиқамиз (бу ерда, δ - фазалар фарқи, A, B - тебранишлар амплитудаси). Бу тебранишларнинг қўшилиши туфайли, фазалар фарқи ва амплитудаларни қийматларига боғлиқ равишда турли геометрик шакллар ҳосил бўлади (1 - расм). Расмда $A = B$ шартда, фазалар фарқи $\delta = 0, \pi$ да тўғри чизиклар, $\delta = \pi / 6, 5\pi / 6$ ларда эллипс, $\delta = \pi / 2$ да айлана ҳосил бўлиши кўрсатилган.



1 - расм. Тенг амплитудаларда, фазалар фарқига боғлиқ ҳолда натижавий тебраниш ҳосил қилган геометрик шакллар.



Агар, $A < B$ бўлса 1в - расмдаги айлана эллипсга ўтиб, 1а, 1е - расмлардаги тўғри чизиклар эса Y ўқи томон тортилади ва чизикларни Y ўқи билан ҳосил қилган бурчагини $tg\alpha = A/B$ бўлади. Шунингдек,

1б, 1д - расмлардаги эллипслар янада чўзилиб, Y ўқи томон тортилади ва эллипсни A катта ярим ўқини Y билан ҳосил қилган бурчаги α га тенглашади. $A > B$ шартда, эллипс X ўқи бўйлаб чўзилади.

Максвелл назариясига кўра, ёруғлик электромагнит тўлқинларидан иборат бўлиб, ўзаро ва тарқалиш йўналишига нисбатан перпендикуляр йўналган, даврий ўзгарувчи электр ва магнит майдони векторларининг тебранишларидан иборат.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}^0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varepsilon), \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}^0 \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varepsilon). \quad (1)$$

Бу ерда, \vec{E}^0, \vec{H}^0 - тебранишларнинг амплитудалари, ω - ёруғлик частотаси, \vec{k} - тўлқин вектори, $(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varepsilon)$ - тебранишлар фазаси бўлиб, ҳар иккала векторлар бир хил фазада тебранадилар, ε - бошланғич фаза. Декарт координаталар системаси орқали қаралганда, ҳар икки вектор ўзаро перпендикуляр XOZ ва YOZ текисликларда ётиб, тўлқин эса Z ўқи бўйлаб тарқалади. Бундан, кучланганлик векторлари ўзлари ётган текисликлар бўйлаб қутбланганликлари кўринади. Максвелл тенгламаларига кўра электр майдони кучланганлик векторлари қийматлари орасида қуйидагича боғланиш мавжуд

$$E^0 \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0} = H^0 \sqrt{\mu \mu_0}.$$

Бу муносабатдан, $H^0 / E^0 = \sqrt{\varepsilon \varepsilon_0} / \sqrt{\mu \mu_0} \ll 1$ ўринли эканлигини ҳисоблаб кўрсатиш мумкин. Демак, электр майдони кучланганлик векторининг қиймати, магнит майдони кучланганлик векторининг қийматига нисбатан анча катта эканлиги келиб чиқади. Шу сабабли оптикада, ёруғлик оқимида оид масалалар текширилганда, электр майдони кучланганлик вектори билан иш кўриш етарли [3].

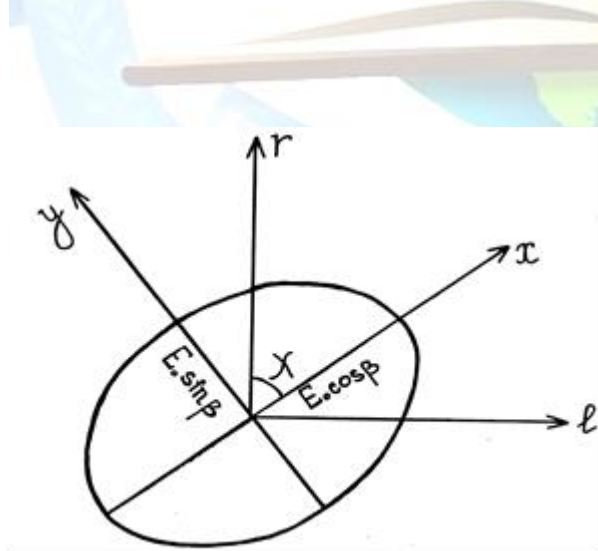
(1) тенгламаларда \vec{E} нинг тебранишлар битта текисликда ётиб, ёруғлик заррачасини ҳаракатланиши туфайли \vec{E} нинг учи, вақт ўтиши билан фазода тўғри



чизик чизади, шу сабабли бундай ёруғлик чизикли кутбланган ҳисобланади. Агар \vec{E} векторининг учи фазода айланма ёки эллиптик из қолдирса, бундай ёруғлик айланма - циркуляр кутбланган (ўнг ёки чап винт қоидасига кўра, ўнг ёки чап томонга айланма кутбланган бўлиши мумкин) деб юритилади. Кўп сондаги ёруғлик заррачаларидан иборат оқимдаги барча заррачалар бирдай кутбланган бўлса, у ҳолда ёруғлик оқими тўла кутбланган ҳисобланади. Агар, уларнинг бир қисмини кутбланиш текислиги тартибсиз бўлса, оқим қисман кутбланган ҳисобланади. Барча заррачаларнинг кутбланиш текисликлари турлича бўлса, оқим кутбланмаган ҳисобланади (масалан, Қуёш нурланиши).

Кутбланган ёруғлик оқими қуйидаги параметрлар орқали тўлиқ характерланади: тўлиқ интенсивлик, кутбланиш даражаси, кутбланиш текислигининг фазодаги ориентацияси, агар ёруғлик эллиптик кутбланган бўлса, эллипснинг эллиптиклик даражаси. Турлича характердаги бу параметрлар орасидаги боғланишни биринчи марта 19 - аснинг ўрталарида инглиз олими Стокс аниқлаган бўлиб, у юқорида кўриб ўтилган механик тебранишларни қўшиш қонунидан фойдаланиб, $\vec{E}(\vec{r}, t)$ векторни иккита ўзаро перпендикуляр ташкил этувчига ажратиш лозимлигини кўрсатиб берди.

Умумий ҳолда ёруғлик оқимини эллиптик кутбланган деб қарасак, унинг электр майдони кучланганлик вектори



$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}^0 \sin(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \varepsilon) \quad (2)$$

бўлиб, $\vec{E}(\vec{r}, t)$ векторининг учи фазода эллипс чизади (2 - расм). Бу ерда, \vec{E}^0 - ёруғлик электр майдони кучланганлик векторининг модули, ε - бошланғич фаза, ўзгармас катталиқ. $\vec{E}(\vec{r}, t)$ ни ўзаро перпендикуляр иккита ташкил

этувчига ажратамиз



$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_x(x, t)\vec{e}_x + E_y(y, t)\vec{e}_y, \quad (3)$$

бу ерда,

$$E_x(t) = E_x^0 \sin(\omega t - \varepsilon_x), E_y(t) = E_y^0 \sin(\omega t - \varepsilon_y). \quad (4)$$

Бунда, $E_x(t), E_y(t)$ - электр майдони кучланганлик векторининг эллипс катта ва кичик ярим ўқларига проекцияларини вақт бўйича ўзгариши, E_x^0, E_y^0 - эллипснинг катта ва кичик ярим ўқларини қийматлари, $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ - тебранишларни x, y ўқларига нисбатан бошланғич фазалари бўлиб, ўзгармас катталиклар. Чизмага кўра, ҳар икки ташкил этувчи, ёруғлик оқими ҳаракати йўналишига перпендикуляр текисликда ётиб, ёруғлик чизма текислигига нисбатан орқага йўналган бўлади ва олинган XYZ координата системасида ўнг винт қويدасига бўйсунган ҳолда тарқалади. Ёруғлик фазода ҳаракатланганда, муҳитни ташкил этган атом ва молекулалар билан таъсирлашиб, ҳаракат йўналишини ўзгартириб, сочилиши мумкин. Бунда ёруғликни характерловчи параметрларнинг қийматлари олинган координаталар системасига нисбатан ўзгаради, натижада унинг кейинги ҳолатини ифодаловчи ҳаракат тенгламаларини кўриниши мураккаблашиб кетади. Шу сабабли, Стокс \vec{E} векторни X, Y ўқларига нисбатан эмас, балки муҳитни физик ҳолатига мос ҳолда танлаб олинган, заррача билан бирга ҳаракатланувчи, ўзаро перпендикуляр l, r йўналишлар бўйича ташкил этувчиларга ажратиш қулай эканлигини кўрсатди [4]. Бу ҳолда (3) ни l, r ларга нисбатан ёзсак

$$E_l(t) = E_l^0 \sin(\omega t - \varepsilon_l), E_r(t) = E_r^0 \sin(\omega t - \varepsilon_r). \quad (5)$$

ифодаларни оламиз. Эллипснинг эллиптиклик даражаси ва \vec{E} векторни айланиш йўналишини ифодалаш учун, эллипснинг катта ва кичик ярим ўқларини акс эттирган, $\operatorname{tg} \beta = E_y^0 / E_x^0$ боғланишни киритамиз ва шу асосида (4) да E_x^0, E_y^0 ларни

$$E_x^0 \rightarrow E^0 \cos \beta, E_y^0 \rightarrow E^0 \sin \beta,$$

кўринишда алмаштирамиз. Қўшимча киритилган β параметрни қиймати $0 < \beta < \pi / 2$ ораликда ўзгариб, унинг қийматига боғлиқ ҳолда эллипснинг формаси ўзгаради,



$\beta = \pi / 2, E_l^0 = E_r^0$ да эллипс айланага, $\beta = \pi / 4$ эса тўғри чизикка ўтади. Буни эътиборга олсак, x ва y йўналишлардаги тебранишларни проекциялари учун ёзилган формулалар

$$E_x(t) = E^0 \cos \beta \sin(\omega t - \varepsilon_x), E_y(t) = E^0 \sin \beta \sin(\omega t - \varepsilon_y), \quad (6)$$

кўринишни олади. x, y санок системасидан l, r га боғлиқ санок системасига ўтамиз, бунинг учун E_x^0, E_y^0 ларни l, r ўқларига проекциялаймиз

$$E_{lx}^0 = E^0 \cos \chi, E_{ly}^0 = E^0 \sin \chi, E_{rx}^0 = E^0 \sin \chi, E_{ry}^0 = E^0 \cos \chi.$$

Формулалардаги χ бурчак, ҳар икки санок системалари орасидаги бурчакни ифодаляб, эллипснинг l, r га нисбатан фазодаги оғмалигини ифодаляйди. E_l, E_r ларнинг қийматлари

$$E_l = E_{lx} + E_{ly} = E^0 \cos \beta \cos \chi \sin(\omega t - \varepsilon_l) - E^0 \sin \beta \sin \chi \sin(\omega t - \varepsilon_l), \quad (7)$$

$$E_r = E_{rx} + E_{ry} = E^0 \sin \beta \sin \chi \sin(\omega t - \varepsilon_r) + E^0 \cos \beta \cos \chi \sin(\omega t - \varepsilon_r), \quad (8)$$

бўлади. Олинган формулаларда қуйидаги белгилашларни киритсак

$$E_l^0 = E^0 (\cos \beta^2 \cos \chi^2 + \sin \beta^2 \sin \chi^2)^{1/2}, \quad (9)$$

$$E_r^0 = E^0 (\cos \beta^2 \sin \chi^2 + \sin \beta^2 \cos \chi^2)^{1/2}, \quad (10)$$

$$\operatorname{tg} \varepsilon_l = \operatorname{tg} \beta \operatorname{tg} \chi, \operatorname{tg} \varepsilon_r = -\operatorname{tg} \beta \operatorname{ctg} \chi, \quad (11)$$

(7) ва (8) муносабатлар, (4) кўринишга келади. (4), (7), (8) ларга кўра ёруғликнинг l ва r йўналишлардаги интенсивликларининг қийматлари

$$I_l = |E_l^0|^2 = I (\cos \beta^2 \cos \chi^2 + \sin \beta^2 \sin \chi^2), \quad (12)$$

$$I_r = |E_r^0|^2 = I (\cos \beta^2 \sin \chi^2 + \sin \beta^2 \cos \chi^2) \quad (13)$$

кўриниш олади. (12) ва (13) лар асосида

$$2E_l, E_r \cos(\varepsilon_l - \varepsilon_r) = 2|E^0|^2 (\cos^2 \beta - \sin^2 \beta) \cos \chi \sin \chi = I \cos 2\beta \sin \chi, \quad (14)$$



$$2E_l, E_r \sin(\varepsilon_l - \varepsilon_r) = I \sin 2\beta,$$

аралаш кўпайтмаларни ёзиб, (12) - (14) ларни умумлаштириш асосида, қуйидаги натижаларга келамиз

$$I = |E_l^0|^2 + |E_r^0|^2 = I_l + I_r,$$

$$Q = |E_l^0|^2 - |E_r^0|^2 = I \cos 2\beta \cos 2\chi = I_l - I_r,$$

$$U = 2E_l^0 E_r^0 \cos(\varepsilon_l - \varepsilon_r) = I \cos 2\beta \cos 2\chi = (I_l - I_r) \cos 2\chi,$$

$$V = 2E_l^0 E_r^0 \sin(\varepsilon_l - \varepsilon_r) = I \sin 2\beta = (I_l - I_r) \sin 2\beta \sec 2\chi. \quad (15)$$

(15) даги тўртта катталиклар E_l, E_r ларнинг қийматлари ва фазалар фаркига асосланган бўлиб, бу формулаларга Стокс параметрлари деб юритилади. Улар чизиқли ёки эллиптик қутбланган ёруғликнинг барча характеристикаларини ўзида тўлиқ акс эттиради. (15) муносабатларни келтириб чиқаришда ўзгармас частота, амплитуда ва фазага эга бўлган битта тўлқин доирасида фикр юритилди. Амалда, кўп сондаги ёруғлик тўлқинлари оқими билан иш кўрилади ва уларнинг частоталари, амплитуда ва фазаларининг қийматлари турлича бўлиши табиий. Лекин, битта манбадан чиқаётган монохроматик нурланиш оқимида тўлқинларнинг фазалари ва амплитудалари маълум бир ўзгармас қиймат атрофида тебраниб туради деб қараш мумкин. Бу ҳолда (15) даги катталикларни қийматлари нурланиш оқими учун ўртача деб ҳисобланади. Буни эътиборга олсак, I -оқимнинг тўлиқ интенсивлиги, Q - оқимнинг l ва r йўналишлардаги интенсивликларини фарқи, U - оқимнинг l ва r йўналишлар билан ўзаро 45° бурчак ҳосил қилган текисликда ётувчи чизиқли қутбланган нурланиш интенсивлиги, V - ўнг ёки чап винт қويدаси бўйича айланма ҳаракат қилаётган циркуляр қутбланган ёруғлик оқимини ҳарактерлайди. I, Q, U, V катталиклар орасида

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2, \quad (16)$$

боғланиш ўринли. Нурланиш оқимининг қутбланиш текислиги ва эллиптиклик даражаси



$$\operatorname{tg} 2\chi = U / V, \sin 2\beta = V / (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} \quad (17)$$

га тенг. Нурланиш оқимининг кутбланганлик даражасини

$$P'_{\text{чиз}} = (I_l - I_r) / I, P''_{\text{чиз}} = U / I, P_{\text{цирк}} = V / I, \quad (18)$$

формулар орқали ҳисобланади ва бу катталиклар % ларда ифодалангани учун (18) ни 100 га кўпайтириш керак.

(16) - (18) ифодалар оптик ўлчаш асбоблари воситасида, геометрияда интенсивликларни ўлчаш орқали нурланишнинг кутбланиш параметрларини ҳисоблаб топиш имкониятини беради. Кутбланмаган нурланиш оқимида (2) билан аниқланувчи $\vec{E}(\vec{r}, t)$ векторни йўналиши турли ёруғлик зарралари учун турлича бўлганлиги учун, натижавий умумий оқимда тартибланган кутбланиш кузатилмайди.

Бундай оқим учун Стокс параметрларининг қийматлари $I_l = I_r = \frac{1}{2}I$ га тенг.

Мақола охирида кутбланган нурланиш ҳосил бўлишини атомлардаги оптик ўтишлар механизми билан ўзаро боғлиқ эканлигини эслатиб ўтамиз. Атомларда дипол нурланишининг квант назариясига кўра, танлаш қондасига биноан, оптик ўтишлар юз бериши учун электроннинг орбитал квант сонининг қийматини ўзгариши $\Delta l = l - l_0 = \pm 1$, магнит квант сонининг қийматини ўзгариши $\Delta m = m - m_0 = 0, \pm 1$ бўлиши талаб этилади [5]. $\Delta m = 0$ да электроннинг диполь тебранишлари фақат Z ўқи бўйлаб юз бергани учун, электр майдони тебранишлар фақат чизиқли нурланиш беради. $\Delta m = \pm 1$ да эса, электроннинг тебранишлари ўзаро перпендикуляр OX ва OY йўналишларда юз бериб, ҳар икки текисликлардаги тебранишлар фазалари фарқи $\delta = \pi / 2$ га тенг бўлади. Натижада, z ўқига нисбатан $\Delta m = +1$ да электр майдони вектори ўнг томонга, $\Delta m = -1$ да чап томонга айланади. Бошқача қилиб айтганда, оптик ўтишлар чоғида электроннинг механик(магнит) моментини қиймати ўзгармаса нурланиш чизиқли, механик моментини қиймати ўзгарса циркуляр кутбланган нурланиш чиқаради. Бундан кўринадики, циркуляр кутбланган ёруғлик кванти атомларда ютилганда ёки чиқарилганда, оптик электронларнинг энергияси ўзгариши



билан биргаликда импульс моменти ҳам ўзгаради, чизикли кутбланган ёруғликда эса импульс моменти ўзгармайди.

Адабиётлар

1. Агранович В.М. , Галанин М.Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. Москва, Наука, 1978. 383с
2. Гнедин А.З. Долгинов Ю.Н. Силаньтев Н.А. Распространение и поляризации излучение в космической среде. Москва, Наука, 1979. 423с
3. Савельев И.В. Умудий физика курси 2-том. Москва, Наука, 1988. 496с
4. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. Москва, ИИЛ, 1953. 432с
5. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. Москва, Наука, 1970. 664с

