

10. ХУТКАСЦЬ СВЯТЛА. РЭЛЯТЫВІСЦКІЯ ЭФЕКТЫ Ў ОПТЫЦЫ

Хуткасць святла ў вакууме с носіць універсальны характар. Гэта тлумачыцца тым, што яна вызначае гранічную хуткасць распаўсюджвання любых узаемадзеянняў і сігналаў, любых сілавых палёў незалежна ад іх фізічнай прыроды. Гэтая хуткасць аднолькавая ва ўсіх сістэмах адліку і абумоўлена структурай прасторы і часу. Універсальны характар хуткасці святла ў вакууме знаходзіцца ў супярэчнасці з класічнымі ўяўленнямі аб прасторы і часе, згодна з якімі пры пераходзе ад адной сістэмы адліку да другой хуткасць любога руху змяняецца на велічыню адноснай хуткасці гэтых сістэм. Устанаўленне абсалютнай хуткасці патрабавала фарміравання новых (рэлятывісцкіх) уяўленняў аб прасторы і часе, якія складаюць сутнасць тэорыі рэлятыўнасці.

Хуткасць святла ў асяроддзі залежыць ад аптычных уласцівасцей гэтага асяроддзя, у прыватнасці ад паказчыка праламлення n , рознага для розных частот выпраменьвання.

Існуюць розныя эксперыментальныя метады вымярэння хуткасці святла ў розным асяроддзі. Дакладнае вымярэнне хуткасці святла з'яўляецца важным не толькі ў агульнатэарэтычным плане і для вызначэння іншых фізічных велічынь, але і пры рашэнні практычных задач, напрыклад у радыёлакацыі, аптычнай лакацыі, святлодальнаметрыі, у сістэмах сачэння за штучнымі спадарожнікамі Зямлі і г. д.

10.1. Фазавая і групавая хуткасці святла

Распаўсюджванне хвалі ў асяроддзі можна апісаць раўнаннем

$$y = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right),$$

дзе v — хуткасць, якая вызначае становішча хвалі ў пэўны момант часу. Гэтая хуткасць вызначае таксама і фазу ваганняў:

$$\varphi = \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

Хуткасць распаўсюджвання паверхні пастаяннай фазы называюць *фазавай* хуткасцю. Фазавая хуткасць характарызуе строга монахраматычную хвалю, якая рэальна не існуе. На самой справе заўсёды маецца складаны імпульс, у прыватнасці светлавы. Хуткасць такога імпульсу атаясамліваецца з хуткасцю распаўсюджвання пункта, у якім мае месца максімум інтэнсіўнасці. Згодна з тэарэмай Фур'е, складаны імпульс можна раскласці на гарманічныя монахраматычныя хвалі, г. зн. складаны імпульс можна разглядаць як групу монахраматычных хваль. Хуткасць распаўсюджвання такой групы хваль называецца *групавой*. Паміж фазавай і групавой хуткасцямі існуе пэўная сувязь.

Няхай імпульс складаецца з дзвюх блізкіх па частаце хваль аднолькавай амплітуды:

$$y_1 = a \sin(\omega_1 t - k_1 x);$$

$$y_2 = a \sin(\omega_2 t - k_2 x).$$

Будзем лічыць, што

$$\omega_1 = \omega_0 + \delta\omega; \quad \omega_2 = \omega_0 - \delta\omega;$$

$$k_1 = k_0 + \delta k; \quad k_2 = k_0 - \delta k,$$

дзе $\delta\omega$ і δk — вельмі малыя велічыні.

Імпульс y можна разглядаць як суму y_1 і y_2 , г. зн. $y = y_1 + y_2$.

Тады маем

$$\begin{aligned} y &= a \sin(\omega_1 t - k_1 x) + a \sin(\omega_2 t - k_2 x) = \\ &= 2a \cos \left[\frac{(\omega_1 - \omega_2)t}{2} - \frac{(k_1 - k_2)x}{2} \right] \sin \left[\frac{(\omega_1 + \omega_2)t}{2} - \frac{(k_1 + k_2)x}{2} \right] = \\ &= 2a \cos(t\delta\omega - x\delta k) \sin(\omega_0 t - k_0 x). \end{aligned}$$

Велічыня

$$A = 2a \cos(t\delta\omega - x\delta k)$$

з'яўляецца амплітудай імпульсу. Можна запісаць

$$y = A \sin(\omega_0 t - k_0 x).$$

Амплітуда A мяняецца з цягам часу. Але, паколькі $\delta\omega$ і δk — малыя велічыні, то можна лічыць, што $A \approx \text{const}$, г. зн.

$$t\delta\omega - x\delta k = \text{const.}$$

Калі знайсці дыферэнцыял, то атрымаем

$$\delta\omega dt - \delta k dv = 0$$

або

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{\delta\omega}{\delta k} = \frac{d\omega}{dk},$$

дзе u — групавая хуткасць.

Паколькі

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi T}{\lambda T} = \frac{\omega}{v},$$

то $v = \omega/k$.

Тады

$$u = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(vk)}{dk} = v + k \frac{dv}{dk}.$$

Улічваючы, што $dk = -(2\pi/\lambda^2) d\lambda$, атрымаем

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}. \quad (10.1)$$

Формула (10.1) называецца *формулай Рэлея*.

Калі мае месца нармальная дысперсія ($dv/d\lambda > 0$), то $u < v$; пры аномальнай дысперсіі ($dv/d\lambda < 0$) $u > v$. У выпадку вакууму можна лічыць $dv/d\lambda = 0$, а значыць, $u = v$.

Дысперсія прыводзіць да адрознення групавай хуткасці ад фазавай хуткасці святла ў асяроддзі, калі маецца на ўвазе немонахраматычнае святло.

Хуткасць святла ў вакууме звязвае масу і поўную энергію матэрыяльнага цела: $E = mc^2$. Пры эксперыментальным вызначэнні хуткасці святла заўсёды вымяраюць групавую хуткасць.

10.2. Астранамічныя і лабараторныя метады вымярэння хуткасці святла

Першая спроба вызначыць хуткасць святла была зроблена ў 1607 г. Г. Галілеем (1564 — 1642). Два назіральнікі павінны былі вымяраць прамежак часу, за які святло праходзіла адлегласць паміж імі туды і назад. Спроба Галілея вызначыць хуткасць святла такім чынам была няўдалай. Ён прыйшоў да высновы, што хуткасць святла вельмі вялікая.

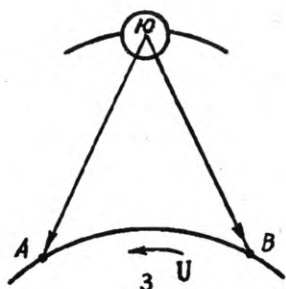


Рис. 10.1.

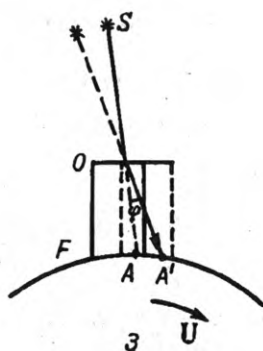


Рис. 10.2.

Пазней быў распрацаваны шэраг метадаў вымярэння хуткасці святла. Усе гэтыя метады падзяляюцца на астранамічныя і лабараторныя.

1. М е т а д Р о м е р а. Дацкі астраном О. Ромер (1644 — 1710) у 1676 г. вызначыў хуткасць святла па вымярэнні прамежкаў часу паміж двума паслядоўнымі зацьменнямі спадарожніка Юпітэра.

Калі Зямля рухаецца ў пункце траекторыі А (рис. 10.1) ад Юпітэра, то святлу даводзіцца даганяць Зямлю, і прамежак часу T_A паміж двума паслядоўнымі зацьменнямі спадарожніка Юпітэра большы за сапраўдны прамежак часу T_0 :

$$T_A = T_0 + \Delta t,$$

дзе Δt — дадатковы час, абумоўлены тым, што пункт А перамяшчаецца ў выніку руху Зямлі з хуткасцю v .

Паколькі

$$\Delta t = \frac{vT_0}{c},$$

то

$$T_A = T_0 + \frac{v}{c} T_0 \quad (10.2)$$

Пры назіраннях з пункта В будзем мець

$$T_B = T_0 - \frac{v}{c} T_0 \quad (10.3)$$

З роўнасцей (10.2) і (10.3)

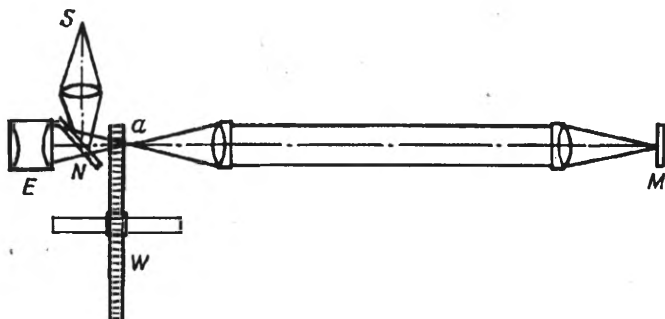


Рис. 10.3.

$$c = \frac{T_A + T_B}{T_A - T_B} v.$$

Вимяраючы непасрэдна T_A і T_B , можна вызначыць хуткасць святла. Ромер атрымаў $c = 215\,000$ км/с.

2. М е т а д Б р а д л е я. Англійскі астраном Дж. Брэдлей (1698—1762) у 1728 г. вызначыў хуткасць святла ў выніку назірання за аберацыяй святла зорак.

Калі святло зоркі S (рис. 10.2) трапляе ў тэлескоп, то за час, пакуль яно дойдзе ад аб'ектыва O да акулярна E , Зямля разам з тэлескопам паспее зрушыцца. У выніку гэтага зорка будзе здавацца зрушанай. Гэтая з'ява атрымала назву аберацыі святла зорак.

Няхай t — час, на працягу якога святло распаўсюджваецца ўнутры тэлескопа. Тады $AA' = vt$.

З рис. 10.2 маем $\operatorname{tg} \varphi = AA'/OF$.

Паколькі $OF = ct$, то $\operatorname{tg} \varphi = v/c$.

Брэдлей атрымаў $c = 308\,000$ км/с.

3. М е т а д з у б ч а с т а г а к о л а. У 1849 г. французскі фізік А. Фізо (1819 — 1896) упершыню вызначыў хуткасць святла ў лабараторных умовах. Пучок святла ад крыніцы S (рис. 10.3), адбіты ад паўпразыстага люстэрка N , перыядычна перарываўся зубчастым колам W , праходзіў адлегласць каля 8 км, адбіваўся ад люстра M і зноў вяртаўся да кола W . Калі пры гэтым святло трапляла на зубец, то яно не дасягала назіральніка, а калі ў прамежак паміж зубцамі, то святло можна было назіраць праз акуляр E . Пры вярчэнні кола за час Δt , на працягу якога святло ідзе да люстра M і назад, зубчастае кола паспявае павярнуцца на некаторы вугал. Калі пры гэтым прасвет паміж зубцамі заменіцца бліжэйшым зубцом, адбітае святло будзе затрымана. Такім чынам, пры пэўнай колькасці абаротаў n наступіць першае зацямненне.

Час Δt , на працягу якога адбудзецца змена прасвету бліжэйшым зубцом, вызначыцца наступным чынам:

$$\Delta t = \frac{1}{2mn},$$

дзе m — колькасць зубцоў.

З другога боку,

$$\Delta t = \frac{2l}{c}.$$

Тады

$$\frac{1}{2mn} = \frac{2l}{c},$$

адкуль

$$c = 4lmn.$$

Фізо атрымаў $c = 313\,300$ км/с.

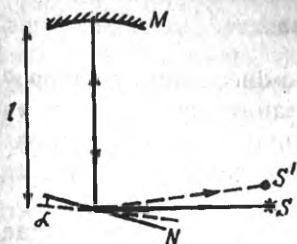
4. М е т а д л ю с т э р к а. У 1862 г. французскі фізік Ж. Фуко (1819 — 1868) рэалізаваў выказаную французскім вучоным Д. Араго (1786 — 1853) ідэю выкарыстаць замест зубчастага кола люстра, якое хутка верціцца. Хуткасць вярчэння люстра ў доследах Фуко складала 512 аб/с.

Святло ад крыніцы S (рыс. 10.4) падае на люстра N . Адбіты прамень ад яго ідзе да ўвагнутага люстра M , пасля чаго вяртаецца да N і S . Пакуль святло праходзіць адлегласць l (20 м) туды і назад, люстра N паспявае павярнуцца на некаторы вугал α , у выніку чаго відарыс крыніцы S' зрушаецца. Па велічыні зрушэння SS' вызначаюць вугал α , а ведаючы хуткасць вярчэння люстра N , можна вызначыць час Δt , на працягу якога люстра павярнулася на вугал α . За гэты час святло праходзіць двойчы адлегласць l . Тады

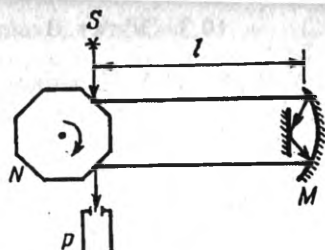
$$c = \frac{2l}{\Delta t}.$$

Ж. Фуко атрымаў $c = 298\,000$ км/с.

5. М е т а д л ю с т э р к а в а й п р ы з м ы. Далейшае ўдасканаленне метада Фуко ажыццявіў амерыканскі фізік А. Майкельсан у 1926 г. Яго ўстаноўка была размешчана паміж дзвюма горнымі вяршынямі ($l \approx 35,4$ км). Святло ад крыніцы S (рыс. 10.5) падала на васьмігранную прызму N . Хуткасць вярчэння прызмы была падабрана такім чынам, каб за час Δt , пакуль святло пройдзе двойчы адлегласць l , яна паспела павярнуцца на $1/8$ абароту.



Рыс. 10.4.



Рыс. 10.5.

Толькі пры такой хуткасці святло будзе падаць у трубу назіральніка. А. Майкельсан атрымаў $c = 299\,796$ км/с.

Гэта хуткасць святла была самай дакладнай у той час і выкарыстоўвалася ў табліцах фізічных велічынь.

Вымярэнні хуткасці святла ў XIX ст. мелі вялікае значэнне. Яны пацвердзілі хвалеваю тэорыю святла. Параўнанне хуткасцей святла адной і той жа частаты ў паветры і вадзе, якое выканаў Фуко ў 1850 г., паказала, што хуткасць святла ў вадзе $u = c/n$, што і адпавядала прынцыпам тэорыі. Гэтыя вымярэнні таксама ўстанавілі сувязь оптыкі з тэорыяй электрамагнітных з'яў. Атрыманае значэнне хуткасці святла супала з хуткасцю электрамагнітных хваль, якая вымяралася іншымі метадамі.

У сучасных вымярэннях хуткасці святла выкарыстоўваецца мадэрнізаваны метада Фізо (мадуляцыйны метада). Зубчастае кола замяняецца электрааптычным, дыфракцыйным, інтэрферэнцыйным або іншым мадулятарам святла, які поўнасцю перарывае светлавы пучок. Прыёмнікам святла служыць фотаэлемент або фотаэлектронны памнажальнік. У апошні час для гэтых вымярэнняў выкарыстоўваюць квантавы генератар, ультрагукавы мадулятар са стабілізаванай частатой. Гэта дало магчымасць павялічыць дакладнасць вымярэнняў.

Акрамя прамых вымярэнняў хуткасці святла па часе праходжання вядомай адлегласці l , шырока выкарыстоўваюць і так званыя ўскосныя метады, якія даюць большую дакладнасць (напрыклад, вызначэнне c пры дапамозе мікрахвалевага вакууміраванага рэзанатара або на аснове роўнасці $c = \lambda\nu$).

Рашэннем Генеральнай асамблеі Міжнароднага камітэта па колькасных даных для навукі і тэхнікі ў 1973 г. прынята лічыць хуткасць святла ў вакууме $c = 299\,792,458 \pm 0,0012$ км/с.

10.3. Эфект Вавілава — Чаранкова

У 1934 г. П.А. Чаранкоў пры вывучэнні люмінесцэнцыі раствораў пад уздзеяннем радыеактыўных выпраменьванняў выявіў, што γ - і β -прамяні вызываюць вельмі слабае бачнае свячэнне чыстых вадкасцей. Было ўстаноўлена, што яно адрозніваецца ад люмінесцэнцыі.

С.І. Вавілаў (1891 — 1951) выказаў меркаванне, што гэтае свячэнне звязана з рухам свабодных электронаў праз рэчыва. У далейшым такое выпраменьванне атрымала назву выпраменьвання Вавілава — Чаранкова. Для яго характэрны наступныя ўласцівасці:

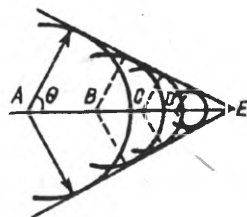
1) свячэнне назіраецца ў чыстых празрыстых вадкасцях і яго яркасць не залежыць ад хімічнага саставу вадкасці;

2) выпраменьванне мае палярызацыю з арыентацыяй вектара напружанасці электрычнага поля ўздоўж напрамку першаснага пучка;

3) у адрозненне ад люмінесцэнцыі не назіраецца тушэння выпраменьвання.

Тэарэтычнае тлумачэнне прыроды выпраменьвання Вавілава — Чаранкова далі ў 1937 г. І.Е. Там і І.М. Франк. Яны паказалі, што свячэнне мае месца ў тым выпадку, калі хуткасць электрона перавышае фазавую хуткасць святла ў дадзеным рэчыве. Кожны пункт A, B, C, D (рыс. 10.6) траекторыі зараджанай часціцы можна лічыць крыніцай хвалі, якая ўзнікае ў момант праходжання праз яе часціцы. У аптычна ізатропным асяроддзі такія хвалі будуць сферычнымі і распаўсюджваюцца з хуткасцю $u = c/n$, дзе n — паказчык праламлення асяроддзя.

Згодна з прынцыпам Гюйгенса — Фрэнеля, хвалі ад кожнага пункта траекторыі часціцы ў выніку інтэрферэнцыі гасяць адна адну ўсюды, акрамя іх агульнай агігальнай, якой адпавядае хвалевае паверхня святла, што распаўсюджваецца ў асяроддзі. Калі часціца рухаецца з хуткасцю $v > u = c/n$, то адпаведныя сферычныя паверхні перасякаюцца, іх агульная хвалевае паверхня ўяўляе сабою конус з вяршыняй у пункце E . Вяршыня E супадае з вокамгненным становішчам часціцы, а нармалі да паверхні конуса вызначаюць хвалевыя вектары, г. зн. напрамкі распаўсюджвання святла. Вугал θ , які складае хвалевы вектар з напрамкам руху часціцы,



Рыс. 10.6.

$$\cos\theta = \frac{u}{v} = \frac{c}{nv}$$

Калі $v < u$, г. зн. хуткасць электрона меншая за фазавую хуткасць святла, то напрамак, які вызначаецца вуглом θ , немагчымы. Наадварот, пры $v > u$ вугал θ мае пэўнае значэнне, якое залежыць ад хуткасці электрона v і паказчыка праламлення асяроддзя n .

Выпраменьванне Вавілава — Чаранкова знайшло выкарыстанне ў эксперыментальнай ядзернай фізіцы і фізіцы элементарных часціц. Створаны прыборы (лічыльнікі Вавілава — Чаранкова), якія дазваляюць па выпраменьванні вызначыць зарад, хуткасць і напрамак руху часціцы, яе поўную энергію.

10.4. Эфект Доплера ў оптыцы

Частата монахраматычнага выпраменьвання з'яўляецца характарыстыкай тых унутрыатамных працэсаў, якія абумоўліваюць гэтае выпраменьванне. Аднак трэба мець на ўвазе, што даўжыня хвалі або частата назіраемага святла можа не супадаць з адпаведнымі даўжынямі хвалі і частатой святла, якое выпраменьваецца атамам.

У 1842 г. аўстрыйскі фізік Х. Доплер (1803 — 1853) тэарэтычна абгрунтаваў залежнасць частаты гукавых і светлавых ваганняў, якія ўспрымаюцца назіральнікам, ад хуткасці руху назіральніка і крыніцы ваганняў. Пазней гэтая з'ява атрымала назву *эфекту Доплера*.

Няхай светлавая хвалі распаўсюджваецца ў вакууме. Будзем лічыць, што прыёмнік рухаецца адносна крыніцы святла з хуткасцю v . Разгледзім дзве сістэмы адліку: K звязана з крыніцай святла, K' — з прыёмнікам. Хуткасць святла c будзе аднолькавай у розных сістэмах. У сістэмах K і K' павінна таксама выконвацца ўмова роўнасці фаз хвалі:

$$\varphi = \varphi'. \quad (10.4)$$

Фаза хвалі ў сістэме K

$$\varphi = \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) + \alpha, \quad (10.5)$$

дзе ω — частата хвалі, якая вымяраецца ў сістэме адліку K .

Фаза хвалі ў сістэме K'

$$\varphi' = \omega' \left(t' - \frac{x'}{c} \right) + \alpha', \quad (10.6)$$

дзе ω' — частата хвалі ў сістэме адліку K' .

Улічваючы формулы (10.5) і (10.6), роўнасць (10.4) запішацца ў выглядзе

$$\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) + \alpha = \omega' \left(t' - \frac{x'}{c} \right) + \alpha'. \quad (10.7)$$

Пры дапамозе ператварэнняў Лорэнца (1853 — 1928) можна перайсці ад x і t да x' і t' . Тады будзем мець

$$\begin{aligned} \omega \left(\frac{t' + \left(\frac{v}{c^2} \right) x'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} - \frac{x' + vt'}{c \sqrt{1 - v^2/c^2}} \right) + \alpha = \\ = \omega \frac{(1 - v/c)}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \left(t' - \frac{x'}{c} \right) + \alpha. \end{aligned} \quad (10.8)$$

З роўнасцей (10.7) і (10.8) атрымаем

$$\omega' = \omega \frac{1 - v/c}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \omega \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}}.$$

Паколькі $\omega' = 2\pi\nu$ і $\omega = 2\pi\nu_0$, то

$$\nu = \nu_0 \sqrt{\frac{1 - v/c}{1 + v/c}}. \quad (10.9)$$

Змяненне частаты ў адпаведнасці з формулай (10.9) мае назву *падоўжнага ефекту Доплера*.

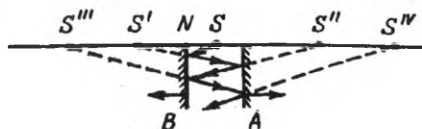
Папярочны эффект Доплера заключаецца ў памяншэнні частаты ў тым выпадку, калі вектар адноснай хуткасці накіраваны перпендыкулярна да прамой, якая праходзіць праз прыёмнік і крыніцу. Трэба адзначыць, што для гукавых хваль папярочнага ефекту не існуе. Пры гэтым змяненне частаты адбываецца наступным чынам:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Эфект Доплера дазваляе вымяраць хуткасць руху крыніц выпраменьвання і знаходзіць шырокае практычнае прымяненне. У астрафізіцы гэты эффект выкарыстоўваецца для вызначэння хуткасці руху зорак, а таксама хуткасці вярчэння нябесных цел. Так, вымярэнні доплераўскага зрушэння ліній у спектрах выпраменьвання далёкіх галактык (*чырвоае зрушэнне*) паказалі, што мае месца пашырэнне Сусвету. Часта эфектам Доплера карыстаюцца для вымярэння хуткасці вываржэнняў пратуберанцаў, якія маюць месца на Сонцы.

У спектраскапіі доплераўскае пашырэнне ліній выпраменьвання атамаў і іонаў дазваляе вымяраць іх тэмпературу.

Першыя лабараторныя даследаванні аптычнай з'явы Доплера былі праведзены ў 1900 г. рускім вучоным А. Белапольскім (1854 — 1934). У 1907 г. яго доследы былі паўтораны рускім фізікам А. Галіцыным (1862 — 1916). Схема доследаў А. Белапольскага прыведзена на рыс. 10.7. Два люстры A і B рухаліся адзін адносна другога. Паміж люстрамі на адлегласці x ад кожнага была размешчана крыніца святла S : Тады $SS' = 2x$, $SS'' = 4x$ і г. д. Калі хуткасць руху люстраў $v = dx/dt$, то хуткасць n -га відарыса



Рыс. 10.7.

Такім чынам, устаноўка Белапольскага дазваляла значна павышаць адносную хуткасць руху крыніцы (відарыса) і прыёмніка. Вынікі вымярэнняў Белапольскага і Галіцына з вялікай дакладнасцю (5 %) адпавядалі тэарэтычным разлікам.

$$u = \frac{d(2nx)}{dt} = 2nv.$$

Такім чынам, устаноўка Белапольскага дазваляла значна павышаць адносную хуткасць руху крыніцы (відарыса) і прыёмніка. Вынікі вымярэнняў Белапольскага і Галіцына з вялікай дакладнасцю (5 %) адпавядалі тэарэтычным разлікам.

10.5. Дослед Фізо

У 1851 г. Фізо ажыццявіў дослед, каб высветліць, ці ўцягваецца святланосны эфір цэламі пры іх руху. Пад эфірам разумелі асобае асяроддзе, якое запаўняе ўсю сусветную прастору і пранізвае ўсе целы. Вялікае значэнне мела высвятленне пытання аб узаемадзеянні сусветнага эфіру з цэламі, якія рухаюцца. Вяўленне руху цел адносна эфіру прывяло б да з'яўлення абсалютнай сістэмы адліку, адносна якой можна было б разглядаць рух усіх іншых сістэм.

Магчымы былі наступныя тры выпадкі ўзаемадзеяння эфіру з цэламі: 1) эфір зусім не парушаецца цэламі, якія рухаюцца; 2) эфір уцягваецца цэламі пры іх руху часткова і мае хуткасць, роўную αv , дзе v — хуткасць цела адносна абсалютнай сістэмы адліку, α — каэфіцыент уцягвання ($\alpha < 1$); 3) эфір поўнасьцю ўцягваецца цэламі пры яго руху, напрыклад Зямлёй.

Схема доследу Фізо паказана на рыс. 10.8. Паралельны пучок ад крыніцы святла S падзяляўся пасярэбранай паўпразрыстай пласцінкай P на два пучкі 1 і 2. Пасля адбіцця ад люстраў M_1 , M_2 і M_3 пучкі зноў падалі на пласцінку P . Пучок 1 часткова праходзіў праз P , пучок 2 часткова адбіваўся, у выніку чаго ўзніклі два кагерэнтныя пучкі 1' і 2', якія давалі ў факальнай плоскасці падзорнай трубы інтэрферэнцыйную карціну ў выглядзе палос. На шляху пучкоў 1 і 2 былі ўстаноўлены дзве трубы, па якіх прапу-

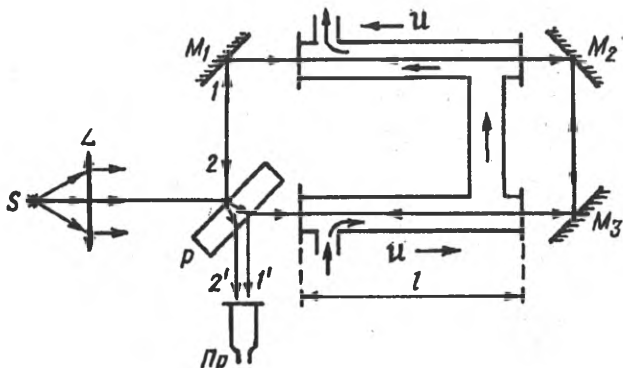


Рис. 10.8.

скалася вада з хуткасцю u . Прамень 2 распаўсюджваўся ў абедзвюх трубах супраць цячэння вады, а прамень 1 — па цячэнні. У нерухомай вадзе прамяні 1 і 2 праходзяць шлях l за аднолькавы час. Калі вада пры сваім руху хоць часткова ўцягвае эфір, то пры прапусканні струменя вады прамень 2, які распаўсюджваецца супраць цячэння, затраціць на праходжанне шляху l больш часу, чым прамень 1. У выніку паміж прамянямі ўзнікне некаторая рознасць ходу і інтэрферэнцыйная карціна зрушыцца. Рознасць ходу ўзнікае толькі на шляху прамянёў, які праходзяць у вадзе. Гэты шлях мае даўжыню $2l$. Няхай хуткасць святла адносна эфіру ў вадзе будзе v . Будзем лічыць, што вада пры руху часткова ўцягвае эфір. Пры гэтым эфір будзе рухацца адносна ўстаноўкі з хуткасцю αu . Тады хуткасць праменя 1 будзе $v + \alpha u$, праменя 2 — $v - \alpha u$. Прамень 1 пройдзе шлях $2l$ за час

$$t_1 = \frac{2l}{v + \alpha u}, \quad (10.10)$$

а прамень 2 за час

$$t_2 = \frac{2l}{v - \alpha u}. \quad (10.11)$$

Рознасць ходу паміж прамянямі 1 і 2

$$\Delta = c(t_2 - t_1).$$

З другога боку,

$$\Delta = k\lambda.$$

Тады

$$k\lambda = c(t_2 - t_1),$$

адкуль колькасць палос, на якую зрушыцца інтэрферэнцыйная карціна

$$k = \frac{c(t_2 - t_1)}{\lambda}.$$

Улічваючы формулы (10.10) і (10.11), атрымаем

$$k = \frac{4c\lambda u}{\lambda(v^2 - \alpha^2 u^2)}.$$

Фізо на доследзе выявіў, што інтэрферэнцыйныя палосы сапраўды зрушваюцца. На аснове вынікаў эксперыменту быў вызначаны каэфіцыент уцягвання эфіру, які пацвярджаў формулу, атрыманую раней Фрэнелем:

$$\alpha = 1 - \frac{1}{n^2}, \quad (10.12)$$

дзе n — паказчык праламлення вады. Паколькі $n = 1,33$, то з роўнасці (10.12) маем $\alpha < 1$, г. зн. эфір уцягваецца часткова.

Вынікі доследу Фізо супярэчылі тэорыі Герца, згодна з якой для ўсіх асяроддзяў $\alpha = 1$. Толькі для вакууму ($n = 1$) $\alpha = 0$.

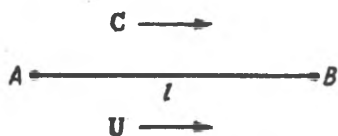
Лорэнц зрабіў спробу растлумачыць вынікі доследу Фізо на аснове электроннай тэорыі. Паколькі $n^2 = \epsilon$, то $\alpha = 1 - 1/\epsilon$.

Электрамагнітнае поле светлавой хвалі наводзіць у асяроддзі электрычны момант. Каэфіцыент α ёсць не што іншае, як перамяшчэнне з некаторай хуткасцю дыполяў, якія ўзнікаюць пры руху рэчыва пад уздзеяннем святла. Лорэнц лічыў, што эфір, калі ён існуе, застаецца нерухомым. Рух дыполяў, які ўзнікае пад уздзеяннем светлавой хвалі, выклікае дзеянне, што ўспрымаецца, як частковае ўцягванне эфіру.

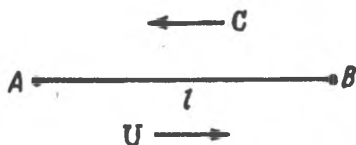
10.6. Дослед Майкельсана

Амаль да канца XIX ст. многія вучоныя верылі ў існаванне светлага эфіру. У 1881 г. А. Майкельсан ажыццявіў славыты дослед, пры дапамозе якога ён разлічваў выявіць рух Зямлі адносна эфіру. Для гэтай мэты Майкельсан вырашыў выкарыстаць не механічныя, а аптычныя з'явы, у прыватнасці інтэрферэнцыю святла.

У аснову доследу Майкельсана былі пакладзены наступныя меркаванні. Няхай Зямля рухаецца адносна эфіру з хуткасцю v , а хуткасць распаўсюджвання святла ў эфіры роўная c . Час прахо-



Рыс. 10.9.



Рыс. 10.10.

джання святлом некаторага адрэзка даўжынёй l павінен залежаць ад размяшчэння гэтага адрэзка адносна напрамку руху Зямлі ў эфіры.

Калі v і c паралельныя (рыс. 10.9), то

$$t_1 = \frac{l}{c - v}, \quad (10.13)$$

Пры процілеглых напрамках руху (рыс. 10.10)

$$t_2 = \frac{l}{c + v}. \quad (10.14)$$

Пры вызначэнні часу t_3 , які неабходны для праходжання святлом адрэзка, які перпендыкулярны напрамку v (рыс. 10.11), трэба ўлічваць, што шлях святла адносна эфіру вызначаецца адрэзкам AB' , а $BB' = vt_3$. Тады

$$t_3 = \frac{AB'}{c} = \frac{\sqrt{l^2 + v^2 t_3^2}}{c}, \quad (10.15)$$

адкуль

$$t_3 = \frac{l}{c \sqrt{1 - v^2/c^2}}. \quad (10.16)$$

Для вызначэння хуткасці руху Зямлі адносна эфіру Майкельсан выкарыстаў устаноўку, схема якой паказана на рыс. 10.12. Пучок святла ад крыніцы S падаў на паўпразрыстае люстра A , размешчанае пад вуглом 45° да праменя SO . У выніку адбіцця і праламлення ўзніклі два прамяні, якія пападалі на люстры Z_1 і Z_2 , пасля чаго зноў вярталіся да A і лінзы L . На экране \mathcal{E} можна было назіраць інтэрферэнцыйную карціну. Уся ўстаноўка размешчана так, што вектар хуткасці v перпендыкулярны l_2 і паралельны l_1 . Адлегласці $l_1 \neq l_2$. Пры гэтым час распаўсюджвання святла ўздоўж l_2

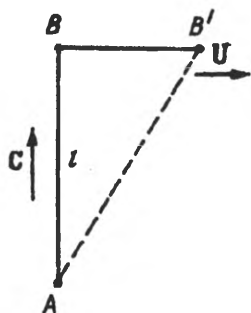


Рис. 10.11.

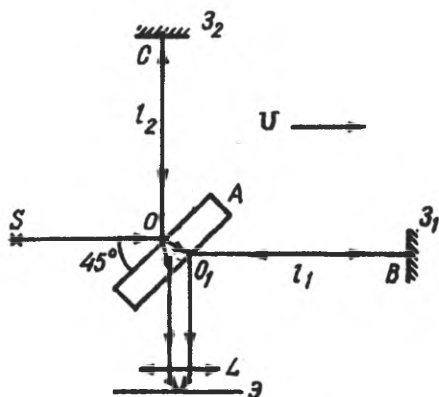


Рис. 10.12.

$$t_3 = \frac{2l_2}{c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

а ұздоўж l_1

$$t_1 = \frac{l_1}{c - v} + \frac{l_1}{c + v}.$$

Рознасць

$$\begin{aligned} \Delta t' &= \frac{2l_2}{c \sqrt{1 - v^2/c^2}} - \frac{l_1}{c - v} - \frac{l_1}{c + v} = \\ &= \frac{2l_2}{c \sqrt{1 - v^2/c^2}} - \frac{2l_1}{c(1 - v^2/c^2)}. \end{aligned}$$

Калі павярнуць устаноўку на 90° адносна яе першапачатковага становішча, то прамяні, якія ідуць да люстраў 3_1 і 3_2 , таксама павернуцца адносна эфіру на 90° .

Рознасць

$$\Delta t'' = \frac{2l_2}{c(1 - v^2/c^2)} - \frac{2l_1}{c \sqrt{1 - v^2/c^2}}.$$

Паварот устаноўкі павінен суправаджацца змяненнем інтэрфэранцыйнай карціны ў выніку змянення часу распаўсюджвання прамянёў святла на велічыню

$$\begin{aligned} \Delta t &= \Delta t'' - \Delta t' = \left(\frac{2l_2}{c(1-v^2/c^2)} - \frac{2l_1}{c\sqrt{1-v^2/c^2}} \right) - \\ &- \left(\frac{2l_2}{c\sqrt{1-v^2/c^2}} - \frac{2l_1}{c(1-v^2/c^2)} \right) = \\ &= \frac{2(l_1 + l_2)}{c} \left(\frac{1}{1-v^2/c^2} - \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \right). \end{aligned}$$

З дастатковай ступенню дакладнасці можна лічыць, што

$$\frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \approx 1 + \frac{v^2}{2c^2}; \quad \frac{1}{1-v^2/c^2} \approx 1 + \frac{v^2}{c^2}.$$

Тады

$$\Delta t = \frac{l_1 + l_2}{c} \frac{v^2}{c^2}. \quad (10.17)$$

Паколькі $\Delta = k\lambda$ і $\Delta/c = k\lambda/c$, то маем $\Delta t = kT$, адкуль

$$k = \frac{\Delta t}{T}.$$

Улічваючы (10.17), атрымаем

$$k = \frac{(l_1 + l_2)v^2}{\lambda c^2}. \quad (10.18)$$

Калі вымераць на доследзе колькасць палос k , на якія павінна зрушыцца інтэрферэнцыйная карціна пры павароце ўстаноўкі на 90° , даўжынню $l_1 + l_2$ і даўжынню хвалі λ , то на аснове роўнасці (10.18) можна вызначыць хуткасць руху Зямлі адносна эфіру v .

Аднак у доследзе Майкельсана ніякага зрушэння палос інтэрферэнцыі не назіралася, нягледзячы на тое, што адчувальнасць прыбора была дастаткова высокая. Доследы некалькі разоў паўтараліся як самім Майкельсанам, так і другімі фізікамі ў розную пару года і ў розных пунктах зямной паверхні і заўсёды давалі адмоўны вынік ($k = 0$).

Нязменнасць інтэрферэнцыйнай карціны, якая назіралася пры павароце ўстаноўкі на 90° , прымусала лічыць хуткасць руху Зямлі адносна эфіру v роўнай нулю. Спраба выявіць рух Зямлі адносна эфіру пацярпела няўдачу, паколькі гэты рух ніяк не ўплываў на хуткасць распаўсюджвання святла. Хуткасць святла, згодна з фор-

муламі (10.13) — (10.16) і ўлічваючы, што $v = 0$, па ўсіх напрамках застаецца пастаяннай і роўнай c .

Адмоўны вынік доследу Майкельсана аказаўся ў супярэчнасці з гіпотэзай аб існаванні сусветнага эфіру. Было зроблена некалькі спроб растлумачыць такі вынік, пры гэтым лічылі, што сусветны эфір існуе, але ўсе тлумачэнні аказаліся беспадстаўнымі.

Абгрунтаванне цэлага шэрага доследных фактаў, у тым ліку і вынікаў доследу Майкельсана, было дадзена ў 1905 г. А. Эйнштэйнам. Ён прыйшоў да высновы, што сусветнага эфіру, г. зн. асабага асяроддзя, якое магло б служыць абсалютнай сістэмай адліку, не існуе. Эйнштэйн распаўсюдзіў механічны прынцып рэлятывізму на ўсе фізічныя з'явы. Акрамя таго, у адпаведнасці з доследнымі данымі ён пастуліраваў, што хуткасць святла ў вакууме аднолькавая ва ўсіх інерцыяльных сістэмах адліку і не залежыць ад узаемнага руху крыніцы і прыёмніка святла.

Прынцып рэлятывізму Эйнштэйна і пастулат пастаянства хуткасці святла склалі аснову спецыяльнай тэорыі рэлятывізму.

10.7. Элементы нелінейнай оптыкі

Агульныя звесткі. Са з'яўленнем квантавых генератараў (лазераў) оптыка атрымала крыніцы кагерэнтнага выпраменьвання вялікай магутнасці. Пры дапамозе імпульсных лазераў можна атрымаць святло інтэнсіўнасцю $I \sim 10^{11} - 10^{13}$ Вт/м². Магутныя лазерныя сістэмы дазваляюць атрымаць святло інтэнсіўнасцю $I \sim 10^{20}$ Вт/м². Напружанасць светлавога поля ў такіх пучках становіцца параўнальнай з напружанасцю ўнутрыатамных палёў. У такіх светлавых палях узнікаюць новыя аптычныя эфекты і істотна змяняецца характар ужо вядомых з'яў.

Раздзел оптыкі, у якім даследуецца распаўсюджванне магутных светлавых пучкоў у цвёрдых цэлах, вадкасцях і газах і іх узаемадзеянне з рэчывам, называецца *нелінейнай оптыкай*.

Светлавая хвалі звычайных крыніц святла характарызуецца напружанасцю электрычнага поля E (малой у параўнанні з напружанасцю ўнутрыатамнага мікраскапічнага поля), якое дзейнічае на электроны ў рэчыве. Аптычныя ўласцівасці асяроддзя ў гэтым выпадку (паказчык праламлення) і характар большасці аптычных з'яў не залежаць ад інтэнсіўнасці святла. Распаўсюджванне светлавых хваль анісваецца лінейнымі дыферэнцыйнымі раўнаннямі. Такая оптыка называецца *лінейнай*.

Пры магутных палях паказчык праламлення n залежыць ад напружанасці электрычнага поля светлавой хвалі E . Светлавая хвалі, якія распаўсюджваюцца ў асяроддзі, робяць уплыў адна на адну. Пры гэтым узнікае цэлы шэраг нелінейных аптычных з'яў.

С.І. Вавілаў упершыню ўвёў тэрмін «нелінейная оптыка». Таму па праву яго лічаць заснавальнікам нелінейнай оптыкі. Яшчэ ў 50-я гады XX ст. тэарэтычна быў прадказаны шэраг нелінейных аптычных эфектаў. Але толькі ў 1961 г. з'яўленне лазераў дало магчымасць назіраць нелінейныя аптычныя з'явы. Узніклі цэлыя раздзелы сучаснай нелінейнай оптыкі: хвалевае нелінейнае аптыка, нелінейная палярызацыя асяроддзя, нелінейная спектраскапія, прыкладная нелінейная оптыка.

Нелінейныя светлавыя з'явы ўзнікаюць у выніку ўзаемадзеяння святла з рэчывам. Пры гэтым мае месца палярызаванасць асяроддзя, у якім распаўсюджваецца выпраменьванне. Пры звычайных інтэнсіўнасцях выпраменьвання электрычная палярызацыя рэчыва звязана з вонкавым электрычным полем:

$$P = \chi \epsilon_0 E,$$

дзе P — дыпольны момант адзінкі аб'ёму рэчыва; E — напружанасць вонкавага электрычнага поля; χ — электрычная ўспрымальнасць.

Акрамя таго, для лінейнай оптыкі характэрныя судачыненні

$$\epsilon = 1 + \chi; \quad \epsilon = n^2.$$

Такім чынам, назіраецца лінейная залежнасць паміж P і E , якая абумоўлівае ўсе з'явы лінейнай оптыкі.

Пры ўзаемадзеянні магутных светлавых пучкоў з рэчывам мае месца нелінейная сувязь паміж P і E :

$$P = \chi E + \chi' E^2 + \chi'' E^3 + \dots,$$

дзе χ, χ', χ'' — каэфіцыенты электрычнай успрымальнасці адпаведна лінейнай, квадратичнай і кубічнай палярызацый або нелінейныя ўспрымальнасці першага, другога і трэцяга парадкаў. Нелінейныя ўспрымальнасці вызначаюцца фізічнымі ўласцівасцямі асяроддзя.

Пры магутных светлавых пучках на электрон рэчыва дзейнічае сіла, якая залежыць не толькі ад зрушэння x , але і ад яго больш высокіх ступеняў:

$$F_1 = -g_1 x - g_2 x^2 - g_3 x^3 - \dots$$

Для большасці рэчываў гэта залежнасць будзе мець выгляд

$$F_1 = -g_1 x - g_3 x^3 - \dots$$

Калі не ўлічваць паглыннанне, то раўнанне руху электрона запішацца так:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x + \frac{g_3}{m} x^3 = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t. \quad (10.19)$$

Калі памножыць (10.19) на Ne (N — колькасць атамаў рэчыва ў адзінцы аб'ёму) і, улічваючы, што $P = Nex$, атрымаем

$$\ddot{P} + \omega_0^2 P + \frac{g_3}{mN^2 e^2} P^3 = \frac{Ne^2}{m} E. \quad (10.20)$$

Прыблізным рашэннем раўнання (10.20) будзе

$$P = \chi E + \chi' E^2$$

і паказчык праламлення

$$n = n_0 + n_2 E_0^2. \quad (10.21)$$

Другі член у формуле (10.21) ёсць нелінейная папраўка для паказчыка праламлення ў моцных светлавых палях. Кэфіцыент n_2 можа прымаць у залежнасці ад уплыву светлага поля на асяроддзе адмоўныя ці дадатныя значэнні. У большасці выпадкаў $n_2 > 0$. Такім чынам, пры распаўсюджванні моцнага светлага поля ў асяроддзі ствараюцца новыя ўмовы для распаўсюджвання святла самім жа святлом, г. зн. узнікае эфект узаемадзеяння.

Нелінейны водгук атамаў або малекул на моцнае светлае поле з'яўляецца асноўнай прычынай нелінейных аптычных эфектаў. Аднак існуюць і іншыя прычыны, якія выклікаюць падобныя эфекты. Напрыклад, змяненне паказчыка праламлення n можа быць абумоўлена нагрэвам асяроддзя лазерным выпраменьваннем. Змяненне тэмпературы

$$\Delta T = \alpha E^2,$$

дзе α — каэфіцыент паглынання, прыводзіць да змянення паказчыка праламлення ад n_0 да

$$n = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T.$$

У некаторых выпадках значным можа быць таксама і эфект электрастрыкцыі, калі адбываецца сцісканне асяроддзя ў светлавым полі. У моцным светлавым полі E лазера электрастрыкцыйны ціск, які прапарцыянальны E^2 , змяняе шчыльнасць асяроддзя, што прыводзіць да змянення паказчыка праламлення.

Разгледзім некаторыя нелінейныя аптычныя з'явы.

Нелінейнае адбіццё святла. Пры значных інтэнсіўнасцях святла, акрамя адбітага праменя з частатой ν , якая роўная частаце падаючага праменя, назіраюцца прамяні з кратнымі частотамі, напрыклад з частатой 2ν . Гэтыя прамяні не падпарадкоўваюцца звычайнаму закону адбіцця, у выніку чаго напрамак адбітага праменя з частатой 2ν не супадае з напрамкам адбітага праменя з частатой ν :

$$\sin\gamma_2 = \frac{n_{11}}{n_{12}} \sin\gamma_1, \quad (10.22)$$

дзе γ_1 — вугал адбіцця праменя з частатой ν ; γ_2 — вугал адбіцця праменя з частатой 2ν ; n_{11} — паказчык праламлення для частаты ν ; n_{12} — паказчык праламлення для частаты 2ν .

З роўнасці (10.22) бачым, што калі асяроддзе, якое знаходзіцца вакол нелінейнага асяроддзя, мае нармальную дысперсію ($n_{12} > n_{11}$), то $\gamma_2 < \gamma_1$. Звычайна рознасць $\Delta n_1 = n_{12} - n_{11}$ малая, таму з роўнасці (10.22) атрымаем

$$\gamma_2 - \gamma_1 \approx -\frac{\Delta n_1}{n_{11}} \operatorname{tg}\gamma_1.$$

Паколькі для паветра $\Delta n_1 \sim 10^{-5}$, то адрозненне паміж γ_2 і γ_1 можна не ўлічваць. Аднак для некаторых рэчываў (бензол, серавуглярод) рознасць $\gamma_2 - \gamma_1$ можа складаць некалькі градусаў.

Існаванне хвалі з частатой 2ν па-за нелінейным асяроддзем можна растлумачыць тым, што дыполі, якія абумоўлены першаснай хваляй, выпраменьваюць другасныя хвалі як у нелінейным асяроддзі, так за яго межамі.

Самафакусіроўка святла. Пры звычайных інтэнсіўнасцях першапачаткова паралельны абмежаваны пучок святла зведвае пры сваім распаўсюджванні ў вакууме ці ў якім-небудзь асяроддзі так званае дыфракцыйнае распыльванне, у выніку чаго ўзнікае дыфракцыйнае разыходжанне светлавога пучка. Аднак пры некаторай магутнасці, якую называюць крытычнай ($P_{\text{кр}}$), светлавы пучок ужо не разыходзіцца, а пры магутнасцях $P > P_{\text{кр}}$ назіраецца яго самасцісканне (самафакусіроўка). Велічыня $P_{\text{кр}}$ розная для розных асяроддзяў. Для шэрага арганічных вадкасцей $P_{\text{кр}} \sim 10 - 50$ кВт, для некаторых крышталёў і аптычнага шкла $P_{\text{кр}}$ не перавышае некалькі ват. Самасцісканне пучка ў некаторым сэнсе падобна на факусіроўку пучка звычайнай лінзай.

З'ява самафакусіроўкі абумоўлена тым, што ў моцным светлавым полі змяняецца паказчык праламлення асяроддзя ў залежнасці ад E . Калі $n_2 > 0$ (гл. формулу (10.21)), то вобласць, дзе рас-

паўсюджваецца светлавы пучок, становіцца аптычна больш шчыльнай. Пры гэтым перыферычныя прамяні адхіляюцца ад цэнтра пучка.

Часам мае месца і адваротны эффект — самадэфакусіроўка светлавога пучка. Калі $n_2 < 0$, асяроддзе ў вобласці, дзе распаўсюджваецца светлавы пучок, становіцца аптычна менш шчыльным. У гэтым выпадку магутны лазерны пучок святла разыходзіцца хутчэй, чым звычайны светлавы пучок. Самадэфакусіроўка назіраецца пры распаўсюджванні магутных лазерных пучкоў у атмасферы.

У рэальных светлавых пучках можа адсутнічаць сіметрычнае размеркаванне светлавой энергіі, а значыць, і нелінейныя эфекты будуць праяўляцца па-рознаму ў розных пунктах папярочнага сячэння пучка. Пры гэтым можа мець месца распластоўванне пучка на больш вузкія пучкі.

Аптычныя гармонікі. У лінейнай оптыцы ваганні часціц асяроддзя пад уздзеяннем светлавой хвалі адбываюцца з частатой, роўнай частаце падаючай светлавой хвалі. У выніку падаючая, адбітая і праломленая хвалі маюць аднолькавыя частоты.

Пры рассеянні лазернага пучка вадкасцямі і крышталямі, акрамя святла з частатой ν падаючага выпраменьвання, назіраецца рассеянае святло з частатамі, кратнымі ν (2ν , 3ν і г. д.). Гэтыя кампаненты рассеянага святла атрымалі назву аптычных гармонік. Так, напрыклад, інтэнсіўнае монахраматычнае выпраменьванне лазера на неадымавым шкле ($\lambda = 1060$ нм) пры праходжанні праз аптычна празрысты крышталі ніабата барыя ператвараецца ў выпраменьванне з $\lambda = 530$ нм, г. зн. у 2-ю гармоніку. Пры некаторых умовах у 2-ю гармоніку пераходзіць больш чым 60 % падаючага выпраменьвання. Больш складаныя эфекты маюць месца, калі ў асяроддзі распаўсюджваецца дзве або некалькі інтэнсіўных хваль з рознымі частатамі ν_1 і ν_2 . Тады, акрамя гармонік з частатамі $2\nu_1$, $2\nu_2$ і г. д., узнікаюць хвалі з камбінацыйнымі частатамі ($\nu_1 + \nu_2$, $\nu_1 - \nu_2$ і г. д.).

У высакародных газах або металічнай пары гранічныя шчыльнасці магутнасці для пікасекундных лазерных імпульсаў значна большыя, чым у кандэнсаваных асяроддзях ($10^{16} - 10^{17}$ Вт/м²). У гэтых умовах можна назіраць 5-ю і нават 7-ю гармонікі.

Дыпольны момант, які ўзнікае пры ўзаемадзеянні светлавой хвалі з малекуламі рэчыва, мае складовыя, якія адпавядаюць ваганням з частатамі, кратнымі частаце падаючай светлавой хвалі. Таму малекулы асяроддзя выпраменьваюць другасныя хвалі і з кратнымі частатамі. Такім чынам, нелінейнае асяроддзе ўвогуле стварае выпраменьванне з частатамі 2ν , 3ν і г. д. Паколькі святло распаўсюджваецца ў асяроддзі, памеры якога значна перавышаюць

даўжыню хвалі, то сумарны эфект генерацыі гармонік залежыць ад фазавых суадносін паміж асноўнай хваляй і гармонікамі ўнутры асяроддзя. Узнікае своеасаблівая інтэрферэнцыя, здольная ўзмацніць або аслабіць эфект. Узаемадзеянне дзвюх хваль (ν і 2ν) максімальнае, а значыць, максімальная і перадача энергіі ад асноўнай хвалі ν да гармонікі 2ν , калі іх фазавыя хуткасці роўныя (умова фазавога сінхранізму). З пункту гледжання квантавай тэорыі гэта ўмова адпавядае закону захавання імпульсу пры зліцці або распадзе фатонаў.

Многафатонныя працэсы. Пры звычайных інтэнсіўнасцях у элементарным акце ўзаемадзеяння святла з рэчывам паглынаецца толькі адзін фатон, энергія якога супадае з рознасцю значэнняў энергій адпаведных энергетычных станаў атамаў або малекул:

$$h\nu = E_2 - E_1.$$

Пры вялікай інтэнсіўнасці святла могуць паглынацца два і болей фатоны. У гэтым выпадку адбываецца паглыннанне святла не толькі частотой $\nu = (E_2 - E_1)/h$, але і частотамі $\nu/2$, $\nu/3$ і г. д. Такое паглыннанне называецца многафатонным.

Пры адным элементарным акце ўзаемадзеяння святла з рэчывам могуць паглынацца два фатоны неаднолькавай частаты. Гэта адбываецца ў выпадку, калі светлавое поле ствараецца дзвюма незалежнымі монахраматычнымі крыніцамі. Калі сума частот гэтых крыніц

$$\nu_1 + \nu_2 = \frac{E_2 - E_1}{h},$$

то назіраецца значнае паглыннанне абедзвюх частот. Пры гэтым неабавязкова, каб абодва выпраменьванні былі вялікай магутнасці. Дастаткова, каб значнай была іх сумарная інтэнсіўнасць. Таму можна назіраць многафатоннае паглыннанне пры накладанні святла ад лазера і ад звычайнай крыніцы.

Прыкладам многафатонных працэсаў з'яўляецца і многафатонны фотаэфект. Звычайна ён назіраецца для частот святла, пры якіх энергія фатона большая за работу выхаду электронаў. Многафатонны фотаэфект можа адбывацца пры частотах, у n разоў меншых за частоты фатонаў, якія ўдзельнічаюць у элементарным акце ўзаемадзеяння (n — колькасць фатонаў).

Самапрашчэненне і нелінейнае паглыннанне. Асяродзі, якія непразрыстыя для слабага выпраменьвання, могуць стаць празрыстымі для высокаінтэнсіўнага выпраменьвання (самапрашчэненне), і, наадварот, празрыстыя матэрыялы могуць паглынаць магутныя светлавыя пучкі (нелінейнае паглыннанне). Гэта тлумачыцца залежнасцю каэфіцыента паглыннання ад інтэнсіўнасці святла. Калі інтэнсіўнасць

рэзананснага выпраменьвання вялікая, то значная колькасць часціц асяроддзя пераходзіць з асноўнага ва ўзбуджаны стан і населенасць яе верхняга і ніжняга станаў выраўноўваецца. Наступае так званае насычэнне рэзананснага перахода, у выніку якога асяроддзе перастае паглынаць, г. зн. становіцца празрыстым для дадзенага выпраменьвання.

Эфекты нелінейнага паглынання абумоўлены тым, што пры ўзаемадзеянні інтэнсіўнага выпраменьвання частатой ν_0 з часціцамі рэчыва, многафатонныя працэсы найбольш імаверныя.

З ростам напружанасці светлага поля выяўляюцца ўсё новыя нелінейныя працэсы. У апошні час адкрыты нелінейныя эфекты ў паўправадніках, дыэлектрычных крышталях, ультрафіялетавых і рэнтгенаўскіх абласцях спектра.

Практычна ўсе нелінейныя аптычныя з'явы ляжаць у аснове спектраскапічных метадаў, якія выкарыстоўваюцца для даследавання газаў, вадкасцей і цвёрдых цел. Сукупнасць такіх метадаў называюць нелінейнай спектраскапіяй. Метады нелінейнай спектраскапіі заснаваны як на назіранні гэтых з'яў, так і на даследаванні іх залежнасці ад параметраў выпраменьвання. У апошні час нелінейныя з'явы шырока выкарыстоўваюцца для распрацоўкі новых крыніц кагерэнтнага святла.