

УДК 535.1:539.104:537.311.33:621.315.5

ЧЕРЕНКОВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЯК ЕФЕКТ НЕЛІНІЙНОЇ ТА РЕЛАКСАЦІЙНОЇ ОПТИКИ

П. Трохимчук

*Східноєвропейський національний університет ім. Лесі Українки,
пр.Волі, 13, 43025, Луцьк, Україна
trope@univer.lutsk.ua; trope53@yahoo.com; trope@yandex.ru*

Проаналізовано проблему черенковського випромінювання як ефекту нелінійної та релаксаційної оптики. Наведено основні моделі цього явища, включаючи мікроскопічну. Обговорено основні моделі явищ самофокусування та самоканалювання. Обґрунтовано припущення, що “конусна” частина ефектів самофокусування та самоканалювання має ту ж саму природу, як й черенковське опромінення.

Ключові слова: черенковське опромінення, філаментация, релаксаційна оптика, насичення збудження, самофокусування, самоканалювання.

Черенковське випромінювання можна розглядати як ефект нелінійної та релаксаційної оптики [1, 2]. Сам ефект черенковського випромінювання як результат виникнення ударних електромагнітних хвиль у середовищі [3] або ж як реакція середовища на ці ударні хвилі [4–6] був передбачений у рамках класичної електродинаміки О. Хевісайдом та А. Зоммерфельдом [3]. Перші експериментальні результати отримані ? Малле [3], проте вони не були добре пояснені. Перші нелінійно оптичні ефекти (Керра та Поккельса) отримані ще задовго до появи нелінійної оптики як окремої науки [2]. Звісно, що ніхто й не думав черенковське випромінювання зачислити до ефектів нелінійної оптики, а тим більше релаксаційної. Зазначимо, що на підставі проблеми гальмування заряджених частинок у твердому тілі до мікроскопічного механізму черенковського випромінювання підійшли Нільс та Оге Бори [4]. З цього погляду цей ефект можна трактувати як непружні (радіаційні) втрати енергії частинки, що налітає, під час її взаємодії з речовиною. Як виявилось, у разі поширення в середовищі частинки зі швидкістю, більшою від фазової швидкості електромагнітних хвиль у системі, ці радіаційні втрати супроводжуються гальмівним випромінюванням зі специфічними характеристиками (черенковське випромінювання). Тут треба враховувати релятивістський характер взаємодії. У цьому випадку взаємодія електронів значно сильніша, ніж у нерелятивістському [4], і має лише електромагнітну природу.

Це можна якісно проаналізувати за допомогою рис. 1 [4]. Розглянемо електрон, який перебуває в точці Q та співударяється з частинкою Z , що пролітає на відстані r . Водночас електрон перебуває під впливом інших його електронів, що його оточують,

причому найбільшу частину впливу даватимуть ті електрони, які в момент часу $t' = t - r/c$ були найбільше прискорені.

Електрон у точці A в момент часу t' перебував у такій фазі співудару, яка випереджує на час τ фазу співудару електрона, що перебуває в точці Q . Цей час випередження [4]

$$\tau = \frac{r}{c} - \frac{x}{\vartheta} \tag{1}$$

Уведемо $r^2 = x^2 + b^2$ (див. рис. 1), з (1) отримаємо

$$\frac{b^2}{\tau^2 c^2 (\gamma^2 - 1)} - \frac{(x + \vartheta \tau \gamma^2)^2}{\vartheta^2 \tau^2 (\gamma^2 - 1)} = 1, \tag{2}$$

звідки зрозуміло, що точки зі сталим τ містяться на гіперболоїді. Електрони, які “почали” або “закінчили” співдари, розташовані приблизно на гіперболоїдах H_1 та H_2 , що відповідає часам $\tau = -\frac{P}{2\gamma\vartheta}$ та $\tau = +\frac{P}{2\gamma\vartheta}$. Отже, основна частина сили, з якою речовина діє на електрон, міститься між гіперболоїдами H_1 та H_2 . Для $\gamma \gg 1$ основна частина цієї області розміщена позаду електрона на відстані, що дорівнює або більша, ніж $p\gamma$.

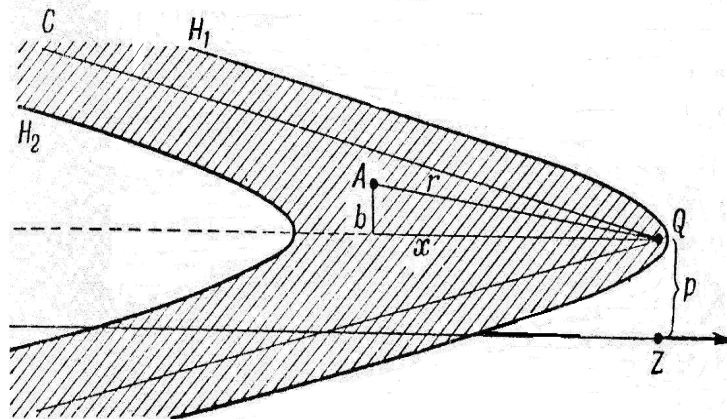


Рис. 1. Пояснення гальмування частинки в середовищі.

Наведена оцінка поляризаційних сил доволі якісна, проте і з неї можна отримати важливу особливість, що при $\vartheta \rightarrow c$ відстань d_v наближається до сталого значення c/v .

У цьому випадку для сили, що діє на частинку, отримаємо вираз

$$S_q = \frac{4\pi z_1^2 e^4 n}{\mu \vartheta^2} \ln \frac{k \vartheta}{p v} \tag{3}$$

Однак детальніший аналіз таких нелінійнооптичних явищ, як самофокусування та самоканалювання, а також лазерно-індукованого руйнування діелектриків засвідчив, що

принаймні якісно ці ефекти мають схожу фізичну природу з черенковським опроміненням [2]. Тому наше завдання – детальніше дослідження цього питання.

Про природу черенковського випромінювання можна судити з висловлювання І. Тамма: “З погляду мікроскопічної теорії розглядуване випромінювання не випромінюється безпосередньо електроном, а має своєю причиною когерентні коливання молекул середовища, що збуджені електроном. Ми ж, однак, не входимо тут у розгляд мікроскопічної проблеми” [6]. Те ж саме можна сказати й про нелінійнооптичні явища [7], які ніхто не розглядає з погляду зміни фізичних характеристик середовища. Наприклад, у разі ефекту самоканалювання промінь, що падає, проходить через середовище за час 10^{-10} с, а самоканальований – за час 10^{-7} с [7]. Це означає, що ефект самоканалювання є реакцією середовища на потужне опромінення, що падає. Постає законне запитання: а що буде з самим середовищем, якщо випромінювальна релаксація (реакція середовища на збудження) стане безвипромінювальною? Іншими словами, який буде слід дії випромінювання на середовище? Цілком очевидно, що всі нелінійно оптичні ефекти нерівноважні, і реакція середовища головно випромінювальна [2, 7]. Водночас релаксаційно-оптичні ефекти можна розглядати як ефекти з нескінченно великим часом релаксації, внаслідок чого незворотно змінюються характеристики середовища [2]. З цього погляду можна згадати наведену вище цитату І. Тамма щодо реакції середовища та поширити її на незворотні явища.

Про роль зміни оптичних характеристик середовища на ефект черенковського випромінювання зазначав і С. Вавілов [6]. Однак детальніші дослідження з природи черенковського опромінення проведені Нільсом та Оге Борами [4], І. Франком та А. Кобзєвим [3, 5], С. Чефрановим [6].

Певну аналогію з черенковським випромінюванням має явище самофокусування та самоканалювання, що пов’язані зі зміною показника заломлення оптичного випромінювання під впливом цього ж випромінювання. Ідея цих явищ та перші оцінки отримані Аскар’яном [2], Таунсом зі співавт. [2, 7], В. Талановим [8], а сучасний стан цієї проблеми обговорено в [9, 10].

Нелінійне хвильове рівняння для цього явища має вигляд

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [(n_0 + \Delta n)^2 E] = 0, \quad (4)$$

причому середовище вважають ізотропним, поле – поперечним, а реакція середовища миттєва, так що $\Delta n = n_2 (|E|^2)$ не залежить явно від часу. Використано рівняння для амплітуди поля у вигляді $E = A \exp(i\varphi)$ та розв’язано задачу про поширення в напрямі осі z . Це дало змогу отримати з рівняння (4) систему рівнянь для амплітуди A та фази φ поля:

$$k \frac{\partial}{\partial z} A^2 = -\nabla_{\perp} (A^2 \nabla_{\perp} \varphi), \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \varphi + \frac{1}{2k} (\nabla_{\perp} \varphi)^2 A^2 - \frac{k}{2} \left(\frac{\nabla_{\perp}^2 A^2}{k^2 A} + 2 \frac{\Delta n}{n_0} \right) = 0. \quad (6)$$

Рівняння (5) – це рівняння для енергії, а рівняння (6) визначає траєкторію променя. Оскільки фаза фактично задає хвильовий фронт пучка, то рівняння (6) описує, як само-

фокусування за допомогою члена $2\frac{\Delta n}{n_0}$ та дифракція, представлена членом $\frac{\nabla_{\perp}^2 A^2}{k^2 A}$, порушують хвильовий фронт. Умові самоканалювання відповідає рівновага між самофокусуванням та дифракцією

$$\frac{\nabla_{\perp}^2 A^2}{k^2 A} + 2\frac{\Delta n}{n_0} = 0, \quad (7)$$

та, окрім того, фронт хвилі є плоским, так що $\nabla_{\perp} \varphi = 0$, тому з рівнянь (5) та (6) випливає, що $\frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0$ та $\frac{\partial A}{\partial z} = 0$ при $z > z_0$.

Якщо ж увести позначення

$$V(q) = -\frac{k}{2} \left(\frac{\nabla_{\perp}^2 A^2}{k^2 A} + 2\frac{\Delta n}{n_0} \right)$$

та використати цю функцію як функцію Якобі (укорочена дія) в формалізмі Гамільтона–Якобі, то отримаємо рівняння [7]

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{1}{k} \frac{\partial V}{\partial r} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial r} \right) \left(\frac{\nabla_{\perp}^2 A^2}{k^2 A} + 2\frac{\Delta n}{n_0} \right) \quad (8)$$

для траєкторії променя $r(z)$.

Зазначимо, що аналогія черенковського випромінювання та самофокусування є більш очевидною для випадку рухомих фокусів [7].

Теорія черенковського випромінювання узагальнена в [6]. З'ясовано, що випромінювання Черенкова може відповідати пороговій енергетично вигідній конверсії конденсатних (гранично довгохвильових) елементарних бозе-збуджень середовища в поперечні черенковські фотони, що їх випромінює саме середовище під час його взаємодії з достатньо швидкою частинкою [6]. Визначено порогові характеристики виникнення такого випромінювання для середовищ з різними показниками заломлення n , включаючи випадок з $n < 1$, що заборонено класичною теорією [6].

Наголосимо, що елементи теорії черенковського випромінювання можуть бути використані і в релаксаційній оптиці. На рис. 2 показано каскад лазерно-індукованих руйнувань у кварці в разі опромінення серіями фемтосекундних імпульсів [2].

Як бачимо з рис. 2, кут при вершині каскаду руйнувань дорівнює куту черенковського конуса. Якісно ці результати можна пояснити так: зі збільшенням інтенсивності опромінення багатофотонні процеси поглинання призводять до безвипромінювальної релаксації, накладаються інтерференційні явища падаючого та черенковського опромінення. Утворення неоднорідної структури також може бути пов'язане із взаємною інтерференцією хвиль черенковського випромінювання, що генерується в цьому середовищі. Окрім того, ця неоднорідність може бути зумовлена багатоімпульсним характером опромінення.

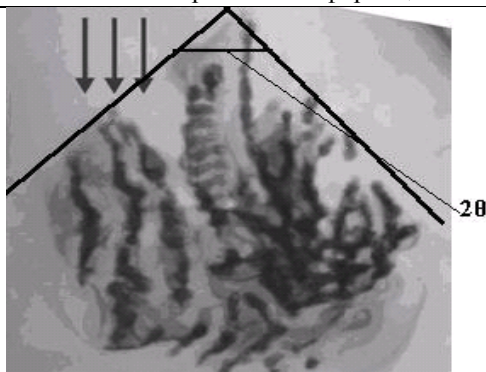


Рис. 2. Зображення, отримане за допомогою просвічувальної електронної мікроскопії каскаду руйнувань, отриманих у кварці в разі опромінення серіями фемтосекундних імпульсів з енергією в імпульсі 300 нДж/імпульс [2].

Внесок черенковського випромінювання в явища самофокусування та самоканалювання можна простежити з таких експериментальних даних. У перших експериментах з фокусування пікосекундних променів отримано надрозширення спектра, так звану генерацію суперконтинууму [9]. Збільшення ширини спектра досягало $8\,000\text{ см}^{-1}$ [9]. Генерація суперконтинууму можлива, якщо пікова потужність імпульсу перевищує критичну потужність самофокусування [9]. У 1995 р. під час поширення в повітрі колімованого випромінювання титан-сапфірового лазера потужністю декілька десятків гігаватів та тривалістю 100–250 фс у лабораторних умовах спостерігали локалізацію енергії в тонких, товщиною 80 мкм, нитках протяжністю декілька десятків метрів та генерацію широкосмугового випромінювання конічної емісії [9]. Такі ж нитки, тільки меншої довжини, утворюються й у разі опромінення кварцу (див. рис. 2) фемтосекундними імпульсами. Самі ж нитки пояснюють за допомогою утворення плазмових хвилеводів, через які поширюється відповідна енергія [9]. З'являється дрібномасштабне самофокусування рухомих фокусів, це має певну аналогію з наведенням лазерно-індукованих дифракційних картин, однак по кожному з вузлів дифракційної картини поширюється рухомий фокус.

Саме явище утворення ниток ще називають філаментацією. Це явище можна пояснити за допомогою рис. 1. Саме конічна широкосмугова емісія і є власне черенковським випромінюванням, що збуджене нелінійним поглинанням оптичного випромінювання в разі самофокусування. Відміна в тому, що на рис. 1 зображено конус, який виникає під час гальмування зарядженої частинки (або ж γ -кванта) у середовищі, а в разі самофокусування цей конус утворюється фокусуванням. Випромінювання відбувається перпендикулярно до поверхні цього конуса, тобто утворює конус черенковського випромінювання.

Зазначимо, що теорія самофокусування Таунса зі співавт. створена для пояснення експериментальних результатів М. Гарпера 1964 р. з отримання ниткоподібних утворень, що виникали в склі під час опромінення наносекундними імпульсами рубінового лазера [9]. До речі, картина була схожа на рис. 1.

Отже, черенковське випромінювання можна розглядати як ефект нелінійної та релаксаційної оптики.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. *Trokhimchuck P. P.* Foundations of Relaxed Optics / P. P. Trokhimchuck. – Lutsk : Vezha, 2011. – 627 p.
2. *Trokhimchuck P. P.* Nonlinear and Relaxed Optical Processes / P. P. Trokhimchuck. – Lutsk : Vezha–Print, 2013. – 280 p.
3. *Франк И. М.* Излучение Вавилова-Черенкова. Теоретические аспекты / И. М. Франк. – М. : Наука, 1988. – 266 с.
4. *Бор Н.* Прохождение заряженных частиц через вещество / Н. Бор. – М. : Иностранная литература, 1950. – 152 с.
5. *Кобзев А. П.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2010. – Т. 41. Вып. 3. – С. 831.
6. *Чепранов С. Г.* // ЖЭТФ. – 2004. – Том 126. – Вып. 2. – С. 333.
7. *Шен И. Р.* Принципы нелинейной оптики / И. Р. Шен. – М. : Наука, 1989. – 559 с.
8. *Таланов В. И.* // Изв. вузов. Радиофизика. – 1964. – Т. 7. – С. 564.
9. *Чекалин С. В., Кандидов В. П.* // УФН. – 2013. – Т. 183. – С. 133.
10. Self-focusing: Past and Present. Eds. R.W.Boyd, S.G.Lukishova, Y.-R.Shen. New York a.o.: Springer series: Topics in applied physics, vol.114. 2009. 605 p.

*Стаття: надійшла до редакції 13.09.2013,
доопрацьована 20.10.2013,
прийнята до друку 30.10.2013.*

CHERENKOV RADIATION AS EFFECT OF NONLINEAR AND RELAXED OPTICS

P.Trokhimchuck

*Lesya Ukrayinka Eastern European National University,
Voly av. 13, 43025, Lutsk, Ukraine*

trope@univer.lutsk.ua; trope53@yahoo.com; trope@yandex.ru

The problem of Cherenkov radiation as effect of Nonlinear and Relaxed Optics is analyzed. Basic models of this phenomenon, including microscopic, are represented. Basic models of self-focusing and self-trapping phenomena are discussed. Hypothesis of formal analogy between “cone” part of self-focusing and self-trapping phenomena and Cherenkov radiation is proved too.

Key words: Cherenkov radiation, filamentation, Relaxed optics, saturation of excitation, self-focusing, self-trapping.

**ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КАК ЭФФЕКТ
НЕЛИНЕЙНОЙ И РЕЛАКСАЦИОННОЙ ОПТИКИ****П. Трохимчук**

*Восточноевропейский национальный университет им. Леси Украинки,
пр. Воли, 13, 43025, Луцк, Украина*

trope@univer.lutsk.ua; trope53@yahoo.com; trope@yandex.ru

Проанализировано проблему черенковского излучения как эффекта нелинейной и релаксационной оптики. Приведено основные модели этого явления, включая микроскопическую. Рассмотрено основные модели явлений самофокусировки и самоканалирования, а также вопрос формальной эквивалентности “конусной” части эффектов самофокусировки и самоканалирования и черенковского излучения.

Ключевые слова: черенковское излучение, филаментация, релаксационная оптика, насыщение возбуждения, самофокусировка, самоканалирование.