

УДК 535-1.3:551.5

В.М. Горшков, С.В. Тороус

СТАБІЛІЗАЦІЯ РІВНЯ СИГНАЛУ В АТМОСФЕРНИХ ОПТИЧНИХ ЛІНІЯХ ЗВ'ЯЗКУ ЗА ВИКОРИСТАННЯ КОМБІНОВАНОГО ЛАЗЕРНОГО ПРОМЕНЯ

The paper numerically investigates the spatial evolution of the structure of coherent and partially coherent laser beams, including the optical vortices, propagating in turbulent atmospheres. The influence of beam fragmentation and wandering relative to the axis of propagation (z -axis) on the value of the scintillation index of the signal at the detector is analyzed. These studies were performed for different strengths of the atmospheric turbulence C_n^2 . A method for significantly reducing the SI is described. This novel method is to combine two laser beams – Gaussian and vortex beams, with different frequencies (the difference between these two frequencies being significantly smaller than the frequencies themselves). The result is important for achieving gigabit data rates in long-distance laser communication through turbulent atmospheres without any high-frequency modulators.

Вступ

Сцинтиляції сигналу на приймачі внаслідок неоднорідності коефіцієнта заломлення в турбулентній атмосфері є головною перешкодою на шляху створення оптичних каналів передачі інформації з високою часовою щільністю [1, 2]. Головні фактори, що призводять до високого рівня індексу сцинтиляцій (ІС) – це випадкові зміни напрямку розповсюдження променя та деструктивна інтерференція, яка зумовлює фрагментацію променя на хаотичну серію окремих світлових зон [3, 4]. Це у свою чергу призводить до помилок декодування бітів інформації. Зведення до мінімуму такого роду помилок передбачає розроблення методів мінімізації ІС.

Сучасні методи зниження ІС базуються на застосуванні усереднення сигналу для кожного біта по серії статистично незалежних частково когерентних променів, які отримують у результаті фазової модуляції [5–9]. Справедливість такого підходу встановлена експериментально [8, 10] для спрощеної моделі, яка досить точно відповідає випадку сильної турбулентності атмосфери. Оптимістичні теоретичні передбачення [5, 6] теж справедливі лише для випадку сильної турбулентності та великих відстаней розповсюдження ($z > L_{\text{пор}}$) ($L_{\text{пор}}$ – порогове значення, яке використовується в теорії, заснованій на асимптотичному методі). В області, де ІС досягає максимуму ($z < L_{\text{пор}}$), теорія [5, 6] не працює. Крім того, згадані методи безперспективні, якщо мова йде про передачу 1 Гбіт/с, оскільки фазових модуляторів з частотою 10^{10} Гц у сучасній техніці не існує.

Постановка задачі

Основна мета роботи – розвиток ідеї істотного зменшення ІС без використання високо-частотних фазових модуляторів для генерації частково когерентних лазерних променів у відомих методах зменшення ІС і реалізація комунікацій з часовою щільністю потоку інформації вище 1 Гбіт/с на відстанях більших, ніж 10 км ($z < L_{\text{пор}}$).

Вихідні положення

Неоднорідність коефіцієнта заломлення $n'(\mathbf{r})$ в турбулентній атмосфері є причиною виникнення флуктуацій інтенсивності:

$$I^l(z) = \frac{1}{S} \int_S I^l(x, y, z) dx dy, \quad (1)$$

на приймачі оптичного каналу зв'язку, який працює в гігабітному діапазоні на великих дистанціях. Тут $I^l(x, y, z)$ – інтенсивність світлового поля, S – площа приймача; l позначає стан турбулентної атмосфери, іншими словами – випадковий просторовий розподіл $n'(\mathbf{r})$ при фіксованому статистичному показнику рівня турбулентності атмосфери, або індексі турбулентності C_n^2 . Індекс турбулентності та структурна функція флуктуацій індексу заломлення $D(\mathbf{r})$ пов'язані співвідношенням

$$D(r) = \langle [n'(\mathbf{r}' + \mathbf{r}) - n'(\mathbf{r}')]^2 \rangle_l = C_n^2 r^{2/3}. \quad (2)$$

Варіація сигналу $I^l(x, y, z)$, яка є наслідком еволюції просторового розподілу $n'(x, y, z)$ у часі, призводить до високого значення ІС:

$$\sigma^2(z) = \langle (I^l(z))^2 \rangle_l / \langle I^l(z) \rangle_l^2 - 1 \equiv \langle (\delta I^l(z))^2 \rangle_l / \langle I^l(z) \rangle_l^2. \quad (3)$$

У (3) нижній індекс l позначає усереднення за багатьма станами атмосфери, $\delta I^l(z) = I^l(z) - \langle I^l(z) \rangle_l$. Величина $\sigma^2(z)$ залежить від оптичної сили турбулентності C_n^2 (2).

Вклад в ІС вносять фрагментація променя і його блукання. Фрагментація являє собою розпад вихідного лазерного променя на безліч просторово відокремлених променів (рис. 1, а). Такі відокремлені промені неможливо детектувати, якщо розмір приймача менший характерної відстані між ними. Блукання пучка — це випадкові відхилення когерентного лазерного променя (у площині xu) від початкового напрямку розповсюдження (вздовж осі z) (траєкторії фрагментів променя у просторі та в площині приймача подано на рис. 1, б і в відповідно). Відхилення променя залежать від стану атмосфери l і характеризуються радіусом $\mathbf{r}_w^l(z)$:

$$\mathbf{r}_w^l(z) = \int \mathbf{r} I^l(x, y, z) dx dy / \int I^l(x, y, z) dx dy. \quad (4)$$

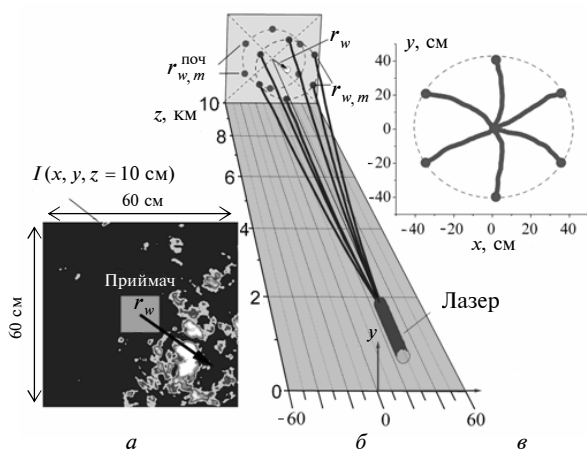


Рис. 1. Числова модель розповсюдження когерентного лазерного променя в одній із реалізацій турбулентної атмосфери ($\lambda = 1,55 \mu\text{м}$; початковий радіус лазерного променя $r_0 = 2 \text{ см}$, $I(x, y, z = 0) \sim \exp(-2r^2/r_0^2)$; $C_n^2 = 2,5 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$)

Випадкові відхилення променя $\mathbf{r}_w^l(z)$ можуть стати причиною суттєвих випадкових флуктуацій інтенсивності $I^l(z)$ (1), а отже, великих значень ІС.

Для виявлення ефективних механізмів зменшення ІС необхідно дослідити просторову еволюцію лазерного променя у процесі розповсюдження через атмосферу, для чого у роботі використовується числова схема [10]. Також важливо зрозуміти вклад випадкових відхилень (4) і фрагментації променя у величину сцинтиляцій сигналу на детекторі для різних рівнів турбулентності атмосфери C_n^2 .

Просторова еволюція когерентного лазерного променя в турбулентній атмосфері

На рис. 2 подано статистичні геометричні характеристики гауссового променя з початковим радіусом $r_0 = 2 \text{ см}$, який розповсюджується в турбулентній атмосфері. Корінь середнього значення квадрата $\sqrt{\langle R^2 \rangle}$ характеризує розмір оптичного поля:

$$\langle R^2(z) \rangle = \langle \int r^2 I(x, y, z) dx dy / \int I(x, y, z) dx dy \rangle_l. \quad (5)$$

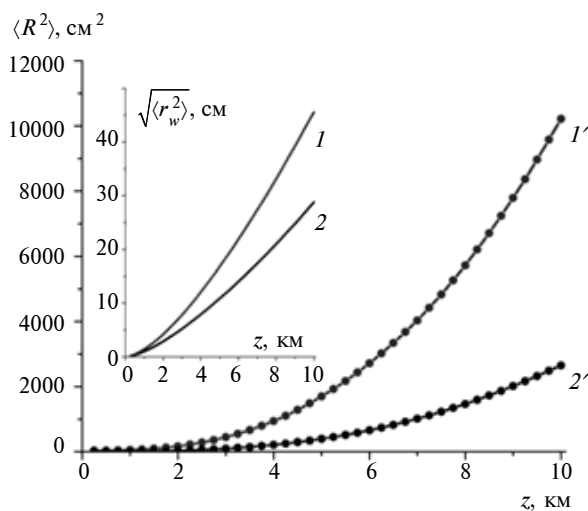


Рис. 2. Радіус у квадраті та відхилення когерентного променя ($r_0 = 2 \text{ см}$) як функція відстані z : 1, I' — $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$; 2, $2'$ — $C_n^2 = 2,5 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$

Слід зауважити (див. рис. 2), що при зростанні сили турбулентності відношення випадкових відхилень променя $\sqrt{\langle r_w^2 \rangle} \equiv \sqrt{\langle (\mathbf{r}_w^l)^2 \rangle_l}$ до $\sqrt{\langle R^2 \rangle}$ зменшується: $\eta = \sqrt{\langle r_w^2 \rangle} / \sqrt{\langle R^2 \rangle} = 0,56$ і $0,45$ при силі турбулентності $C_n^2 = 2,5 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ та

$10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ відповідно. Радіус променя (5) не характеризує його фрагментацію. Ступінь фрагментації задається параметром $\sigma_{I(x,y)}^2(z)$, який розраховується за наведеною далі методикою. Для фіксованого стану атмосфери l у поперечному перерізі променя на відстані z маємо

$$\sigma_{I(x,y),l}^2 = \frac{\langle (I^l(x,y))^2 \rangle_{x,y} - \langle I^l(x,y) \rangle_{x,y}^2}{\langle I^l(x,y) \rangle_{x,y}^2}. \quad (6)$$

Усереднення виконується по колу в площині xu , яке містить 95% сумарної енергії променя. Центр кола розміщений на відстані $r_w^l(z)$. Після цього результат усереднюється за станами атмосфери l :

$$\sigma_{I(x,y)}^2 = \langle \sigma_{I(x,y),l}^2 \rangle_l.$$

Великі значення $\sigma_{I(x,y)}^2$ відповідають сильній фрагментації променя. Якісно це твердження можна пояснити так. Інтегральну інтенсивність у поперечному перерізі променя *фіксованої площі* можна подати у вигляді деякої кількості фрагментів (яскравих плям). Випадок сильної фрагментації променя відповідає малій кількості фрагментів з високою інтенсивністю кожного з них. Такому розподілу відповідає велике значення $\langle (I^l(x,y))^2 \rangle_{x,y}$ в (6) при фіксованій величині $\langle I^l(x,y) \rangle$, внаслідок чого зна-

чення $\sigma_{I(x,y),l}^2$ – велике. У випадку дрібномасштабного поля (великої кількості фрагментів з низькою інтенсивністю) $\sigma_{I(x,y),l}^2$ набуває малих значень.

На додачу до результатів, поданих на рис. 2, розраховано $\sigma^2(z)$ та рівень фрагментації $\sigma_{I(x,y)}^2$ як функцію відстані $0 < z \leq 10$ км для двох рівнів турбулентності ($C_n^2 = 2,5 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ і $10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$) та двох розмірів детектора ($S = 1 \text{ см}^2$ і 100 см^2) (див. рис. 3). Значення $\sigma^2(z)$ розраховувалося двома способами. У першому випадку центр приймача фіксовано на осі z . У другому – для кожного стану атмосфери l центр приймача зміщувався на $r_w^l(z)$ відносно центра променя. Такі розрахунки виконано лише задля аналізу просторової еволюції променя. ІС, який відповідає другому способу розрахунків, позначено $\sigma_{(w)}^2(z)$.

Результати, подані на рис. 3, свідчать, що поведінка $\sigma_{(w)}^2(z)$ добре узгоджується із залежністю $\sigma_{I(x,y)}^2(z)$. А саме: ІС сигналу на рухомому детекторі (другий випадок) характеризує фрагментацію променя. У випадку слабкої турбулентності (див. рис. 3, а) очевидно, що на великих відстанях домінують зміщення променя – $\sigma^2(z)$ на детекторі, зафіксованому в площині

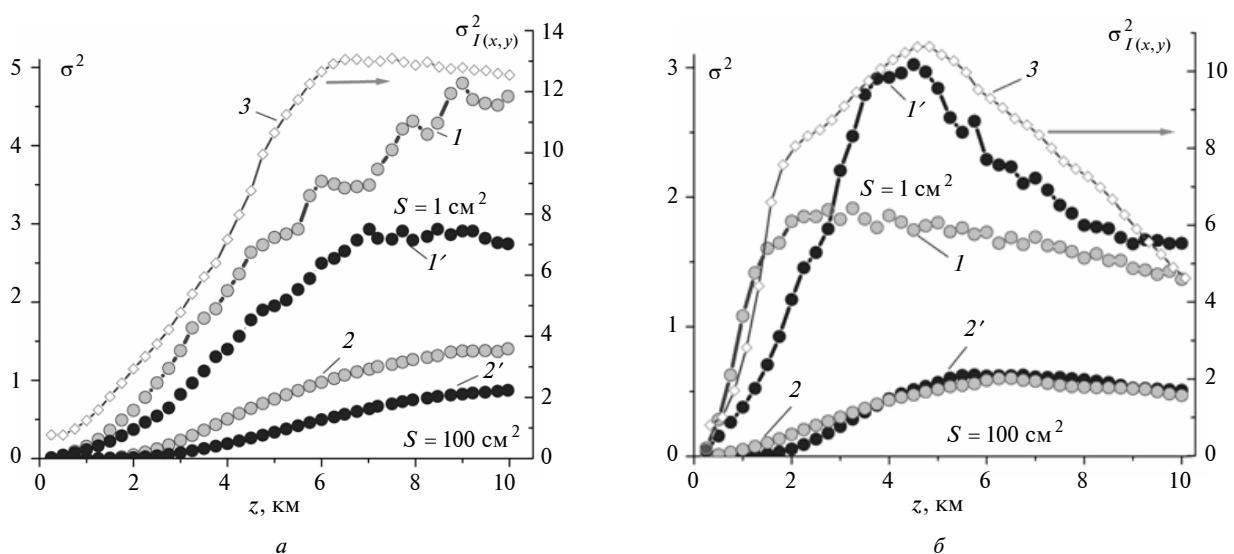


Рис. 3. Просторова еволюція гауссового променя в атмосфері з індексом турбулентності: а – $C_n^2 = 2,5 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, б – $10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$; 1, 2 – $\sigma^2(z)$ для приймачів площею 1 і 100 см^2 , 1', 2' (шкала справа) – $\sigma_{(w)}^2(z)$ для приймачів тих самих розмірів; 3 – рівень фрагментації $\sigma_{I(x,y)}^2(z)$

ху, зростає всупереч зменшенню $\sigma_{I(x,y)}^2(z)$. А випадок сильної турбулентності (див. рис. 3, б) характеризується слабкою фрагментацією, яка різко зростає в діапазоні відстаней $z > 5$ км. Для площі приймача $S = 1 \text{ см}^2$ маємо $\sigma_{(w)}^2(z > 5 \text{ км}) > \sigma^2(z > 5 \text{ км})$. Цей факт легко пояснити: атмосфера з високим рівнем турбулентності уподібнюється до фазового дифузора, після проходження якого світлове поле набуває дрібномасштабної спекл-структури [10]. При цьому слід зауважити, що зміщення променя залишаються суттєвим фактором просторової еволюції ІС – зниження ІС при зростанні відстані $z > 5$ км, очевидно, слабкіше, ніж зниження рівня фрагментації $\sigma_{I(x,y)}^2(z)$, усередненого за площею поперечного перерізу променя. Нижче наведено більш надійне свідчення впливу випадкових відхилень променя на величину ІС.

Як було зазначено у вступі, використання фазового модулятора (ФМ), який збудує дрібномасштабні випадкові флуктуації фази в поперечному перерізі променя, може привести до результату $\hat{\sigma}^2(z) \ll \sigma^2(z)$ ($\hat{\sigma}^2$ – ІС, розрахований усередненням сигналу \hat{I}^l за кількістю станів l) для сигналу

$$\hat{I}^l = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M I_m^l, \quad (7)$$

усередненого за m ($m = 1, 2, \dots, M$) станами ФМ (m – стан ФМ, якому відповідає інтенсивність I_m^l на приймачі; M – кількість реалізацій ФМ, які усереднюються за інтегральний час приймача).

Даний метод особливо ефективно зарекомендував себе в лабораторних експериментах [8], де зміщення променя після проходження атмосферного модулятора було практично відсутнім. Фізичні ж атмосфери вносять суттєву відмінність у просторову динаміку обох типів променів (когерентних і ЧКП). Коли виникають зміщення, використання дрібномасштабної фазової маски неефективне, як показано в праці [10]. Усереднення (7) працює лише у випадках, коли окремі сигнали $I_m^l(z)$ статистично незалежні. Ця умова не виконується, якщо ФМ не змінює початковий напрямок розповсюдження променя (випадок фазової модуляції в поперечному перерізі променя). Причина полягає в тому, що відхилення променів від почат-

кового напрямку розповсюдження вздовж осі z відбувається в основному за рахунок великомасштабних неоднорідностей індексу заломлення n' з характерними розмірами Λ , які набагато більші ефективного радіуса променя $\langle R_S \rangle = \sqrt{\langle R^2 \rangle - \langle r_w^2 \rangle}$. Через це, при заданому стані атмосфери l , траєкторії ЧКП та когерентних променів, спрямованих спочатку вздовж осі z , сильно корельовані. Якщо когерентний промінь відхиляється від напрямку на приймач, то траєкторії ЧКП $r_{w,m}^l(z)$ з певним наближенням повторюють траєкторію $r_w^l(z)$. Таким чином, усереднення (7) не компенсує випадкові зміщення променів. Проте дрібномасштабні ФМ можуть бути ефективними у випадку високого рівня турбулентності та довгих відстаней розповсюдження, коли параметр $\eta = \sqrt{\langle r_w^2 \rangle} / \langle R^2 \rangle$ малий. Для сигналу (7) компенсувати випадкові зміщення променів та суттєво зменшити ІС $\hat{\sigma}^2(z)$ можливо лише використовуючи ЧКП зі змінними початковими напрямками розповсюдження. Параметри таких напрямків необхідно підбирати відповідно до характерного параметра $\langle r_w^2(z) \rangle$ в площині приймача.

Зменшення сцинтиляцій за використання асиметричного оптичного вихору

Генерація оптимального набору ЧКП, які ефективно мінімізують ІС, – складна технічна проблема при організації високошвидкісних оптичних комунікацій, оскільки для передачі інформації зі швидкістю близько 1 Гбіт/с потрібен фазовий модулятор $\phi_m(x, y)$ з частотою обертання близько 10^{10} Гц. Нижче запропоновано метод вирішення цієї технічної проблеми.

Розглянемо властивості особливого виду ЧКП, який є суперпозицією оптичного вихору (ОВ) та гауссового променя. Початкові напрямки розповсюдження обох променів збігаються з напрямком осі z . Амплітуди ОВ та гауссового променя в площині $z = 0$ становлять відповідно

$$U_v(r, 0) = A \times \frac{r}{r_{v0}} \exp\left(-\frac{r^2}{r_{v0}^2}\right) e^{i\beta + i\varpi_v t}$$

$$\text{і } U_G(r, 0) = B \times \exp\left(-\frac{r^2}{r_{G0}^2}\right) e^{i\varpi_G t}.$$

Використаємо деякі відомі результати для ОВ [12]. Один із способів створення ОВ полягає у пропусканні гауссового лазерного променя через спіральну фазову маску [13, 14], яка модулює фазу променя $\varphi(x, y) = \arctan(y/x) \equiv \beta$, де β – кут обертання навколо напрямку розповсюдження (осі z). Після проходження маски оптичне поле має комплексну амплітуду $U(r, z=0) \sim r \exp(-r^2/r_{v0}^2) e^{i\beta}$. Загалом $\varphi(x, y) = \pm j\beta$, де j – ціле число, яке називають топологічним зарядом. У параксiальному наближенні просторова еволюція амплітуди ОВ описується формулою

$$U(r, \beta, z) = \frac{A}{w(\tilde{z})^2} \frac{r}{r_{v0}} \exp\left(-\frac{r^2}{r_{v0}^2 \cdot w(\tilde{z})^2}\right) \exp[i\xi(r, \beta, \tilde{z})], \quad (8)$$

де $\tilde{z} = z/z_R$, $z_R = \pi r_{v0}^2/\lambda$, $w(\tilde{z}) = \sqrt{1 + \tilde{z}^2}$, $\xi(\rho, \beta, \tau) = 2 \arctan \tilde{z} - \tilde{z} \frac{r^2}{r_{v0}^2 w(\tilde{z})^2} + \beta$.

Лазерний промінь, заданий рівнянням (8), – особливий, його хвильовий фронт утворює спіральну поверхню, інтенсивність поля якої дорівнює нулю в напрямку розповсюдження z . В будь-якій поперечній площині розподіл поля інтенсивності має вигляд аксіально-симетричного світлового кола. Затемнена ділянка в центрі виникає в результаті початкового спірального фазового збурення $\varphi(r) = \beta$. Внаслідок такого збурення “потоки” електромагнітної енергії набувають форми гвинтових ліній, які огортають вісь вихору.

Параметри променів (амплітуди $A=1$ і $B=0,4$ та радіуси $r_{v0} = 2$ см і $r_{G0} = r_{v0}/\sqrt{2}$) підібрані так, що розподіл інтенсивності гауссового променя $I_G(x, y, z=0)$ вкладається у “воронку”, яка відображає розподіл інтенсивності ОВ $I_v(x, y, z=0)$ (див. рис. 4, а). У такому разі існує коло радіусом r_b ($r_b \approx 0,71$ см), на якому $|U_v(r_b)| = |U_G(r_b)|$. Оскільки фаза ОВ змінюється від 0 до 2π , на цьому колі існує точка b , в якій фази обох променів протилежні і $U_c(r_b, \beta, z=0) \equiv U_v(r_b, \beta, z=0) + U_G(r_b, \beta, z=0) = 0$. У діаметрально протилежній точці a значення інтенсивності комбінованого променя (КП)

$I_c(r_a, \beta + \pi, z=0) = |U_c(r_a, \beta + \pi, z=0)|^2$ максимальне. Результат накладання таких двох променів у момент часу $t=0$ зображено на рис. 4, б.

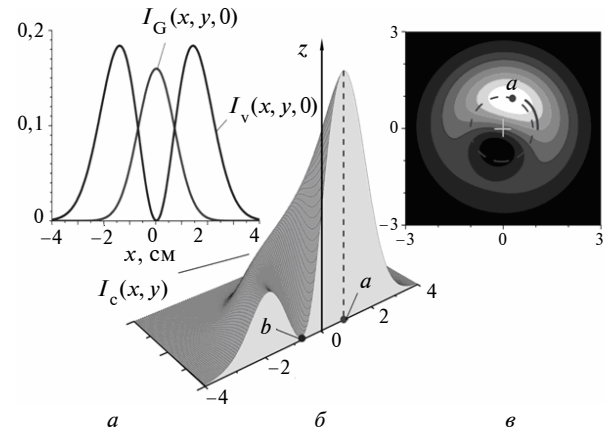


Рис. 4. Розподіл інтенсивності ОВ $I_v(x, y)$ та гауссового променя $I_G(x, y)$ у площині $z=0$ (а), поперечний переріз розподілу інтенсивності КП $I_c(x, y)$ у момент часу $t=0$ (б) та розподіл інтенсивності $I_c(x, y, t)$ у фіксований момент часу (в)

У даній статті розглянуто випадок, коли частоти ω_v і ω_G відрізняються на величину $\delta\omega = |\omega_v - \omega_G| \ll \omega_v, \omega_G$. У такому разі асиметричний розподіл $I_c(x, y, z=0)$ обертається навколо осі z з частотою $\delta\omega$ проти годинникової стрілки (якщо $\omega_v > \omega_G$): максимум інтенсивності виникає в точці $r=r_a$ з азимутальним кутом $\beta_a = \text{const} - \delta\omega \cdot t$. Величину $\delta\omega$ можна вибирати в бажаному діапазоні (наприклад, $\delta\omega \sim 10^{10}$ Гц або більше).

В *однорідній атмосфері* максимум інтенсивності КП та його центр ($\mathbf{r}_c(z) = \int I_c(x, y, z) \mathbf{r} ds / \int I_c(x, y, z) ds$) відхиляються від осі z внаслідок дифракційного розширення. У площині детектора, яка перпендикулярна до осі z , обидві точки рухаються по концентричних колах з радіусами $r=r_a(z)$ і $r_c(z)$ ($r_a > r_c$). Таким чином, КП являє собою неперервну серію ЧКП, орієнтованих у напрямку приймача з параметром розсіяння $\rho(z) \equiv r_a(z)$ (із двох характерних значень вибрано фізично більш очевидне).

Як показано вище, в турбулентній атмосфері така серія ЧКП може значною мірою

компенсувати випадкові зміщення. Це призводить до зменшення ІС при усередненні інтенсивності:

$$\widehat{I}^l = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{\beta_a}^l d\beta_a. \quad (9)$$

У (9) усереднення виконано за один період обертання КП $0 \leq \beta_a \leq 2\pi$, β_a – азимутальний кут, який задає положення максимуму $I_c(x, y, z = 0)$.

Для ефективного зменшення ІС в числовій моделі використано додатковий важливий елемент – статичну фазову маску $\varphi_0(x, y, z \approx 0)$ (яка не змінюється в часі). Потреба використання такої маски зумовлена тим, що для заданих параметрів КП (див. вище) параметр розсіювання на відстані $z = 10$ км становить $\rho \equiv \rho_a(z = D) \approx 16$ см, а центр ОВ розміщений на відстані $r_b(z = D) \approx 5$ см. За таких умов неможливо досягнути адекватної компенсації випадкових відхилень променя $r_w(z_d = 10 \text{ км}) \approx 15\text{--}35$ см ($C_n^2 = 2,5 \times 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$). Відповідно, виникає необхідність встановити фазову маску на шляху розповсюдження КП, яка б забезпечила розширення променя більше за дифракційне. Після проходження такої маски параметр розсіювання $\rho_{\text{роз}}$ у площині детектора можна збільшувати до необхідної величини. Однак оптимальний вибір функції $\varphi_0(x, y, z \approx 0)$ становить непросту задачу. Усереднення (9) за неперервною серією β_a еквівалентне усередненню за дискретним набором $\beta_{a,m}$ ($m = 1, 2, \dots, M$), при правильному виборі M . Максимального зменшення ІС можна досягти, якщо величини $I_{\beta_{a,m}}^l \equiv I_m^l$ статистично незалежні (див. (7)). Відповідно, модуляція $\varphi_0(x, y, z \approx 0)$ не повинна збільшувати область перекриття розподілів інтенсивності КП $I_{c,m}(x, y)$ та $I_{c,n}(x, y)$ у різні моменти часу (для різних кутів $\beta_{a,j}$, $j = m, n$). Така умова не виконується, наприклад, у випадку радіальної модуляції фази $\varphi_0(r) = -\gamma r^2$.

У цілому при заданій відстані z_d і силі турбулентності C_n^2 максимально можливе значення M_{opt} (при якому зберігається статистична

незалежність сигналів $I_m^l(z_d)$, $m = 1, 2, \dots, M_{\text{opt}}$) визначається наведеними нижче параметрами.

- Радіуси ОВ та гауссового променя. Дифракційна довжина променів (довжина Релея $z_{R,v} = \pi r_{v0}^2 / \lambda$ і $z_{R,G} = \pi r_{G0}^2 / \lambda$) не повинна бути малою порівняно з z_d .

- Відношення r_{v0} / r_{G0} . Навіть за відсутності атмосферної турбулентності просторова структура КП не зберігається в процесі розповсюдження, якщо $r_{v0} / r_{G0} \neq 1$ (на відміну від ОВ і гауссового променя, які розповсюджуються окремо).

- Відношення амплітуд променів A/B , яке характеризує ступінь перекриття ЧКП у площині $z = 0$.

- Форма фазової маски $\varphi_0(x, y)$.

Зокрема, для комбінованого променя, зображеного на рис. 4, було вибрано фазову модуляцію у формі конуса обертання

$$\varphi_0(r) = 4 \frac{r}{r_{v0}}, \quad (10)$$

де $r_{v0} = 2$ см – радіус ОВ.

Ефективність використання комбінованого променя продемонстровано на рис. 5. Варто звернути увагу, що для зменшення ІС на відстані $z_d = 10$ км було вибрано значення $\rho_{\text{роз}} = 35$ см. При цьому не використовувались жодні високочастотні модулятори.

Слід однак зауважити, що КП з початковим гелікоїдальним хвильовим фронтом більш чутливий до неоднорідностей коефіцієнта заломлення n' , ніж гауссів промінь. Лінія, яка сполучає вершини векторів відхилень КП $\mathbf{r}_{w,m}(z_d = D)$ в площині xu , не завжди має форму кола – частіше за все вона утворює еліпс, що відрізняється від даних на рис. 1.

Задача оптимізації параметрів КП і ФМ $\varphi_0(x, y)$ досить складна. Для вказаних значень z_d і C_n^2 , параметри КП (вказані вище) та ФМ (10) не відповідають оптимальному розв'язку задачі. У випадку детектора площею $S = 1 \text{ см}^2$ для отримання цих же результатів достатньо вибрати $M = 6$ (а не 12). Якщо $S = 100 \text{ см}^2$, результат, поданий на рис. 5, б, можна отримати при $M = 4$, що свідчить про сильну кореляцію сигналів на приймачі I_m^l у випадку

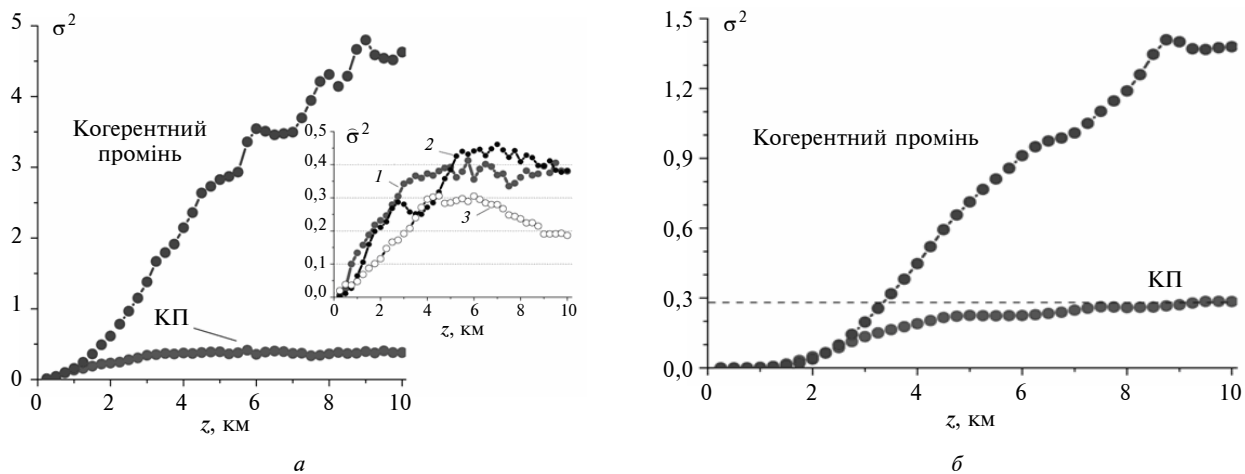


Рис. 5. Порівняння ІС когерентного гауссового променя та КП, розрахованих для різної площі приймача: *a* – $S = 1 \text{ см}^2$ (1 – КП, 2 – когерентний промінь із фазовою маскою (9), 3 – когерентний промінь із фазовою маскою (9) у режимі відслідковування відхилень променя; $\rho_{\text{shot}} \approx 35 \text{ см}$, $M = 12$), *б* – $S = 100 \text{ см}^2$

$M = 12$. Отриманий результат слід сприймати оптимістично – він відкриває можливість значно покращити результат за використання спеціальної статичної фазової маски $\varphi_{0,\text{opt}}(x, y)$, яка, наприклад, асиметрична за азимутальним кутом β .

Висновки

Отримані результати мають істотне значення для оптимізації роботи високошвидкісних оптичних ліній зв'язку, що працюють на великих відстанях у турбулентній атмосфері.

Істотно зменшити індекс сцинтиляцій (ІС) можна усередненням сигналу на приймачі за серією станів $m = 1, 2, \dots, M$ частково когерентного променя (ЧКП). Однак статистична незалежність сигналів I_m^l при фіксованому стані атмосфери l , яка є необхідною умовою ефективності методу, не гарантована. Турбулентна атмосфера, в якій розповсюджується серія ЧКП, може спричинити кореляцію інтенсивностей $\{I_m^l\}_{m=1,2,\dots,M}$, за рахунок чого ефективність усереднення зменшується.

Щоб зменшити ІС необхідно: 1) компенсувати випадкові зміщення променя, 2) ліквідувати статистичну залежність сигналів I_m^l . Поставлених цілей можна досягти використанням серії ЧКП із наперед заданими кутами розповсюдження відносно площини приймача. Після усереднення отриманих на приймачі сигналів значення ІС значно зменшується. Однак основною проблемою даного методу залишається високочастотний ($\sim 10^9 \text{ с}^{-1}$) фазовий модулятор.

Для подолання зазначеної проблеми у роботі пропонується використовувати комбінований промінь (отриманий у результаті накладання гауссового променя та променя з оптичним вихором (ОВ)), який компенсує випадкові зміщення та нівелює потребу застосовувати високочастотний фазовий модулятор. При цьому конструювання атмосферної оптичної лінії зв'язку вимагає додаткових досліджень з визначення оптимальних амплітуд і радіусів гауссового променя та ОВ. Крім цього, важливою задачею залишається визначення оптимальної форми статичної фазової маски $\varphi_{0,\text{opt}}(x, y)$, що і є завданням на перспективу.

1. *L.C. Andrews et al.*, Laser Beam Scintillation with Applications. Bellingham: Optical Engineering Press, 2001, 376 pp.
2. *J. Pan et al.*, "Wireless and Mobile Communications", Proc. SPIE, vol. 4911, pp. 58–72, 2002.
3. *G.P. Berman et al.*, "Beam wandering in the atmosphere: the effect of partial coherence", Phys. Rev. E, vol. 76, p. 056606, 2007.
4. *Andrews L.C. et al.*, "Beam wander effects on the scintillation index of a focused beam", Proc. SPIE, vol. 5793, pp. 28–37, 2005.

5. *G.P. Berman et al.*, “Suppression of intensity fluctuations in free space high-speed optical communication based on spectral encoding of a partially coherent beam”, *Opt. Commun.*, vol. 280, pp. 264–270, 2007.
6. *G.P. Berman and A.A. Chumak*, “Influence of phase-diffuser dynamics on scintillations of laser radiation in Earth’s atmosphere: Long-distance propagation”, *Phys. Rev. A*, vol. 79, p. 063848, 2009.
7. *Q. Xianmei et al.*, “Numerical investigation on propagation effects of pseudo-partially coherent Gaussian Schell-model beams in atmospheric turbulence”, *Opt. Express*, vol. 17, pp. 3782–3791, 2009.
8. *D. Voelz and K. Fitzhenry*, “Pseudo-partially coherent beam for free-space laser communication”, *Proc. SPIE*, vol. 5550, pp. 218–224, 2004.
9. *X. Xiao and D. Voelz*, “Wave optics simulation of pseudo-partially coherent beam propagation through turbulence: application to laser communications”, *Ibid*, vol. 6304, pp. 63040L-1–63040L-7, 2006.
10. *G.P. Berman et al.*, “Reduction of laser intensity scintillations in turbulent atmospheres using time averaging of a partially coherent beam”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 42, p. 225403, 2009.
11. *G.P. Berman et al.*, “Scintillation Reduction for Laser Beams Propagating Through Turbulent Atmosphere”, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 44, p. 055402, 2011.
12. *J.F. Nye and M.V. Berry*, “Dislocations in wave trains”, *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 336, pp. 165–190, 1974.
13. *V. Gorshkov et al.*, “The theory of synthesis of optical vortices by technique of a phase wedge”, *Proc. SPIE*, vol. 4705, pp. 65–74, 2002.
14. *W.M. Lee et al.*, “Optical vortex beam shaping by use of highly efficient irregular spiral phase plates for optical micromanipulation”, *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 1796–1798, 2004.

Рекомендована Радою
фізико-математичного факультету
НТУУ “КПІ”

Надійшла до редакції
17 жовтня 2011 року