

В.І. РОМАНЕНКО, О.Г. УДОВИЦЬКА, В.М. ХОДАКОВСЬКИЙ, Л.П. ЯЦЕНКО

Інститут фізики НАН України

(Просп. Науки, 46, Київ 03680; e-mail: vr@iop.kiev.ua)

ІМПУЛЬСНА ДИФУЗІЯ АТОМІВ У ПОЛІ ЗУСТРІЧНИХ СТОХАСТИЧНИХ СВІТЛОВИХ ХВИЛЬ

УДК 535.214

Досліджено імпульсну дифузію атомів у полі зустрічних світлових стохастичних хвиль, одна з яких повторює іншу з деякою затримкою. Показано, що параметрам взаємодії атома з полем, оптимальним для досягнення великого світлового тиску в таких полях, відповідає зростання коефіцієнта імпульсної дифузії. У полі інтенсивних хвиль, що описуються моделлю стохастичного поля, коефіцієнт імпульсної дифузії пропорційний квадратному кореню з часу автокореляції хвиль. Внутрішній стан атомів моделювався методом Монте-Карло для хвильової функції. Чисельне моделювання проведено для атомів цезію.

Ключові слова: світловий тиск, стохастичні поля, методом Монте-Карло для хвильової функції.

1. Вступ

Дослідженню сили світлового тиску на атоми у полі зустрічних корельованих стохастичних хвиль на сьогодні присвячено низку робіт [1–6]. Так як і “біхроматична сила” (сила світлового тиску на атоми у полі зустрічних біхроматичних хвиль) [7–9], сила світлового тиску на атом у полі зустрічних світлових хвиль може значно перевищувати максимальну силу світлового тиску на атом у полі біжучої монохроматичної хвилі

$$F_{sp} = \hbar k \gamma / 2, \quad (1)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ – хвильовий вектор, λ – довжина хвилі електромагнітного випромінювання, γ – обернений час життя атома у збудженому стані (розглядається дворівнева модель атома). Слід зазначити, що імпульсна дифузія атомів, яка завжди супроводжує світловий тиск на атоми [10], в полі стохастичних світлових хвиль досі не досліджувалася. Ми спробуємо частково заповнити цю прогалину, аналізуючи залежність статистичних характеристик атомного ансамблю від параметрів взаємодії атомів зі стохастичним полем. В основі нашого дослідження лежить комп’ютерне моделювання руху атомів у полі стохастичних хвиль (модель стохастичного поля) за допомогою рівнянь Ньютона з подальшим обчисленням статистичних характери-

стик атомного ансамблю. Взаємодію атома з полем моделюємо дворівневою схемою. Необхідну для обчислення сили матрицю густини знаходимо з амплітуд імовірності вектора стану методом Монте-Карло для хвильової функції [11]. Чисельне моделювання проведемо для параметрів, що відповідають взаємодії атомів цезію з полем.

Робота побудована так: у наступному розділі описується модель взаємодії атома з полем, у третьому розділі наведено рівняння, що описують взаємодію атома з полем і еволюцію вектора стану, а також метод розрахунку статистичних характеристик атомного ансамблю, отримані результати та їх обговорення наведено у четвертому розділі, в кінці роботи сформульовано короткі висновки.

2. Модель взаємодії атома з полем

Вважаємо, що атом, який рухається вздовж осі z , перебуває у полі двох зустрічних хвиль

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \mathbf{e} [E_0(t - z/c) \exp(i\omega t - ikz) + E_0(t + z/c) \exp(i\omega t + ikz)] + \text{к.с.}, \quad (2)$$

одна з яких повторює іншу з певним часовим зсувом $\tau = 2z/c$ у точці з координатою z , де перебуває атом; \mathbf{e} – вектор поляризації. Тут ми вибрали початок відліку координат таким чином, щоб у точці $z = 0$ напруженості поля зустрічних хвиль збігалися.

Лазерне випромінювання описуємо моделлю хаотичного поля [12, 13], у якій дійсна і уявна частина комплексної амплітуди поля в середньому дорівнюють нулю і флюктують незалежно, а їхні автокореляційні функції дорівнюють

$$\langle \text{Re } E_0(t) \text{Re } E_0(t') \rangle = \frac{1}{2} \langle |E_0|^2 \rangle e^{-G|t-t'|}, \quad (3)$$

$$\langle \text{Im } E_0(t) \text{Im } E_0(t') \rangle = \frac{1}{2} \langle |E_0|^2 \rangle e^{-G|t-t'|}, \quad (4)$$

де дужки $\langle \dots \rangle$ позначають усереднення за ансамблем реалізацій стохастичного процесу, G – обернений час автокореляції амплітуди поля, $\langle |E_0|^2 \rangle = \langle E_0(t) E_0^*(t) \rangle$ не залежить від часу. На рис. 1 проілюстровано схему взаємодії атома з таким полем. Стохастичний процес з експоненціальною залежністю функції кореляції від часу типу (3), (4) називають “кольоровим шумом” [14].

Взаємодію атома з полем характеризуємо частотою Рабі $\Omega_0 = -\mathbf{d} \mathbf{e} \sqrt{\langle |E_0|^2 \rangle} / \hbar$, де \mathbf{d} – матричний елемент дипольний момент атома, що відповідає робочому переходу.

Розрахунки проведемо для атома ^{133}Cs . Довжина хвилі робочого переходу $6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ становить $\lambda = 852,35$ нм, швидкість спонтанного випромінювання $\gamma = 2\pi \cdot 5,18$ МГц, доплерівська межа охолодження атомів дорівнює $T_D = 124,39$ мкК [15].

3. Основні рівняння

На атом у полі (2) діє сила світлового тиску [10, 15]:

$$F = (\varrho_{12} \mathbf{d}_{21} + \varrho_{21} \mathbf{d}_{12}) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial z}, \quad (5)$$

де \mathbf{d}_{12} , \mathbf{d}_{21} – матричні елементи дипольного моменту, ϱ_{12} , ϱ_{21} – елементи матриці густини ϱ . Під дією сили (5) атом рухається згідно із другим законом Ньютона:

$$\dot{v} = F/m, \quad (6)$$

де m – маса атома, $v = \dot{z}$ – його швидкість. Щоб знайти зміну з часом швидкості та координати атома з рівнянь (5), (6), треба знати матрицю густини атома. Її елементи ми обчислюємо з вектора стану атома:

$$|\psi\rangle = c_1 |1\rangle + c_2 e^{-i\omega_0 t} |2\rangle, \quad (7)$$

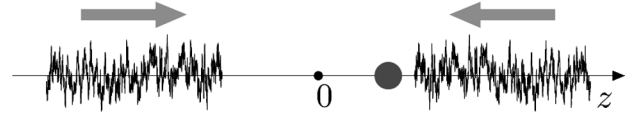


Рис. 1. Схема взаємодії атома з полем. На атом (позначено кружечком) діє поле зустрічних хвиль, одна з яких повторює іншу, зі стохастичною обвідною

за формулами

$$\varrho_{12} = c_1 c_2^* e^{i\omega_0 t}, \quad \varrho_{21} = c_2 c_1^* e^{-i\omega_0 t}. \quad (8)$$

де амплітуди c_1 , c_2 імовірності станів $|1\rangle$, $|2\rangle$ атома знаходимо з рівняння Шредінгера:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi\rangle = H |\psi\rangle. \quad (9)$$

Вектор стану обчислюємо з урахуванням квантових стрибків, що відповідають за процес спонтанного випромінювання атома (метод Монте-Карло для хвильової функції [11]). Гамільтоніан у рівнянні Шредінгера (9) має вигляд

$$H = H_0 + H_{\text{int}} + H_{\text{rel}}, \quad (10)$$

де

$$H_0 = \hbar\omega_0 |2\rangle\langle 2| \quad (11)$$

описує атом за умови відсутності поля і релаксації. Доданок

$$H_{\text{int}} = -\mathbf{d}_{12} |1\rangle\langle 2| \mathbf{E}(t) - \mathbf{d}_{21} |2\rangle\langle 1| \mathbf{E}(t), \quad (12)$$

де \mathbf{d}_{12} – матричний елемент електричного дипольного моменту переходу між станами $|1\rangle$ і $|2\rangle$, відповідає за взаємодію атома з полем, а

$$H_{\text{rel}} = -\frac{i\hbar\gamma}{2} |2\rangle\langle 2| \quad (13)$$

описує релаксацію за рахунок спонтанного випромінювання.

Нехай в момент часу t вектор стану дорівнює $|\psi(t)\rangle$. Хвильову функцію $|\psi(t+\Delta t)\rangle$ в момент часу $t+\Delta t$ знаходимо в два етапи [11].

1. З рівняння (9) випливає, що після малого Δt вектор стану $|\psi(t)\rangle$ стає

$$|\psi^{(1)}(t+\Delta t)\rangle = \left(1 - \frac{i\Delta t}{\hbar} H\right) |\psi(t)\rangle. \quad (14)$$

Оскільки гамільтоніан (10) неермітовий, вектор стану $|\psi^{(1)}(t + \Delta t)\rangle$ не нормовано на одиницю. Квадрат його норми при малому Δt дорівнює

$$\langle \psi^{(1)}(t + \Delta t) | \psi^{(1)}(t + \Delta t) \rangle = 1 - \Delta P, \quad (15)$$

де

$$\Delta P = \frac{i\Delta t}{\hbar} \langle \psi(t) | H - H^+ | \psi(t) \rangle = \gamma \Delta t |c_2|^2. \quad (16)$$

2. На другому етапі врахуємо можливість квантового стрибка. Якщо рівномірно розподілена між нулем і одиницею випадкова величина ϵ більша за ΔP , то спонтанне випромінювання відсутнє, і ми просто нормуємо вектор стану:

$$|\psi(t + \Delta t)\rangle = \frac{|\psi^{(1)}(t + \Delta t)\rangle}{\sqrt{1 - \Delta P}}, \quad \Delta P < \epsilon. \quad (17)$$

Якщо ж $\epsilon < \Delta P$, атом спонтанно випромінює фотон і переходить у основний стан

$$|\psi(t + \Delta t)\rangle = |1\rangle, \quad \Delta P > \epsilon. \quad (18)$$

Рівняння для амплітуд імовірності витікають з рівняння Шредінгера (9). У наближенні обертової хвилі (нехтуємо швидкоосцилюючими доданками $\sim e^{\pm 2i\omega_0 t}$) [16] вони набувають вигляду

$$\frac{d}{dt} c_1 = -\frac{i}{2} (\Omega_1 e^{-ikz} + \Omega_2 e^{ikz}) c_2 e^{-i\delta t}, \quad (19)$$

$$\frac{d}{dt} c_2 = -\frac{i}{2} (\Omega_1^* e^{ikz} + \Omega_2^* e^{-ikz}) c_1 e^{i\delta t} - \frac{\gamma}{2} c_2, \quad (20)$$

де $\Omega_1 = \Omega(t - z/c)$, $\Omega_2 = \Omega(t + z/c)$, $\Omega(t) = -\mathbf{d}_{12} \mathbf{e} E_0(t) / \hbar$, $\delta = \omega_0 - \omega$.

Як впливає з (3), (4), автокореляційні функції дійсної та уявної частин $\Omega(t)$ дорівнюють

$$\langle \text{Re } \Omega(t) \text{ Re } \Omega(t') \rangle = \frac{1}{2} \Omega_0^2 e^{-G|t-t'|}, \quad (21)$$

$$\langle \text{Im } \Omega(t) \text{ Im } \Omega(t') \rangle = \frac{1}{2} \Omega_0^2 e^{-G|t-t'|}, \quad (22)$$

де $\Omega_0 = \sqrt{\langle |\Omega|^2 \rangle}$. Крім того,

$$\langle \text{Re } \Omega(t) \text{ Im } \Omega(t') \rangle = 0, \quad (23)$$

$$\langle \text{Re } \Omega(t) \rangle = \langle \text{Im } \Omega(t) \rangle = 0. \quad (24)$$

Знайдена хвильова функція дозволяє, користуючись (5) і (8), обчислити силу світлового тиску на атом і описати його рух, одночасно інтегруючи рівняння Шредінгера і рівняння Ньютона. Після

усереднення на періоді осциляцій поля $2\pi/\omega_0$ виразу для сили (5) знаходимо:

$$F = \frac{\hbar k \text{Im} [c_1 c_2^* e^{i\delta t} (\Omega_1^* e^{ikz} - \Omega_2^* e^{-ikz})]}{|c_1|^2 + |c_2|^2}. \quad (25)$$

Хаотичне поле моделюємо процесом Орнштейна–Уленбека $\Xi(t)$ [14]. Його автокореляційна функція

$$\langle \Xi(t) \Xi(t') \rangle = B G e^{-G|t-t'|} \quad (26)$$

при $\Omega_0 = \sqrt{2BG}$ збігається з (21), якщо $\Xi(t) = \Re \Omega(t)$, та з (22), якщо $\Xi(t) = \Im \Omega(t)$. Цей процес – розв’язок рівняння

$$\frac{d}{dt} \Xi(t) = -G \Xi(t) + G \xi(t), \quad (27)$$

де $\xi(t)$ – гаусовий білий шум, який характеризується середніми за ансамблем значеннями

$$\langle \xi(t) \xi(t') \rangle = 2B \delta(t-t'), \quad \langle \xi(t) \rangle = 0. \quad (28)$$

Тут $\delta(t)$ – дельта-функція Дірака. Процес Орнштейна–Уленбека – це “кольоровий шум” [14], який стає білим при $G \rightarrow \infty$.

Ми моделюємо процес Орнштейна–Уленбека послідовністю [17, 18]:

$$\Xi(t_{j+1}) = \Xi(t_j) \exp(-G\Delta t) + h(t_j). \quad (29)$$

Тут $\Delta t = t_{j+1} - t_j$, $h(t_j)$ розподілені за гаусовим законом з нульовим першим моментом, а другий момент дорівнює

$$\langle h(t_j)^2 \rangle = DG (1 - e^{-2G\Delta t}). \quad (30)$$

4. Результати та їх обговорення

Ми вибрали для чисельного моделювання атоми цезію ^{133}Cs , оскільки в них можна реалізувати дво-рівневу систему взаємодії атома з полем [15] і, крім того, його маса досить велика для того, щоб протягом часу встановлення, характерного для дифузійного процесу розподілу атомів за швидкостями, середня швидкість атомів мало змінилася. Сила світлового тиску і коефіцієнт імпульсної дифузії у точці з координатою z залежать від затримки між зустрічними стохастичними хвилями

$$\tau = \frac{2z}{c} \quad (31)$$

у цій точці.

Ми обчислювали коефіцієнт дифузії швидкостей атомів D_v , більш наочний, ніж коефіцієнт імпульсної дифузії D . Беручи до уваги зв'язок імпульсу p і швидкості v атома $p = mv$, неважко одну з констант виразити через іншу: $D = m^2 D_v$. Часова залежність середньоквадратичного відхилення Δv швидкості атомів від середнього значення визначається за формулою

$$\Delta v = \sqrt{2D_v t},$$

де t – час, D_v – коефіцієнт дифузії швидкостей атомів.

Значення сили світлового тиску та коефіцієнта дифузії швидкостей обчислюємо за часовими залежностями середньої швидкості і середньоквадратичного відхилення швидкостей атомів від середнього значення для ансамблю атомів цезію, приклади яких для $\tau = 2,3$ нс ($z = 0,35$ м) показано на рис. 2.

У випадку малої інтенсивності зустрічних хвиль, $\Omega_0 \ll \gamma$, для одновимірної моделі, що нами тут розглядається, коефіцієнт імпульсної дифузії розраховано в [6]:

$$D = (\hbar k)^2 \Omega_0^2 \frac{G + \frac{\gamma}{2}}{(G + \frac{\gamma}{2})^2 + \delta^2}. \quad (32)$$

Цей результат ми використовували для тестування програми моделювання руху атомів у стохастичному полі зустрічних хвиль.

З зображених на рис. 2 залежностей можна знайти середнє прискорення атома (і, відповідно, середню силу, що на нього діє), а також коефіцієнт імпульсної дифузії. Приклад обчисленої залежності сили світлового тиску і коефіцієнта дифузії швидкостей атомів від затримки між зустрічними стохастичними хвилями показано на рис. 3.

З цього рисунка видно, що, відповідно до [5], при фіксованій частоті Рабі Ω_0 та оберненому часу автокореляції G стохастичної хвилі є певне оптимальне значення часового зсуву τ між зустрічними хвилями, за якого сила світлового тиску на атоми максимальна. Із зіставлення наведених на рис. 3 залежностей бачимо, що максимальна сила світлового тиску при фіксованій частоті Рабі Ω_0 досягається при певному оптимальному значенні оберненого часу кореляції $G \sim \Omega_0$, у даному разі при $G = 30$ МГц (див. рис. 3, а). В той самий час

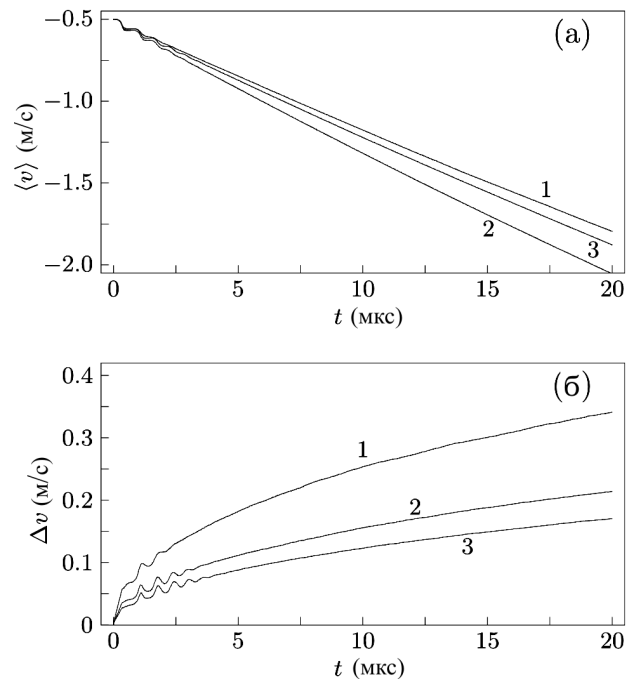


Рис. 2. Залежність середньої швидкості (а) та середньоквадратичного відхилення швидкостей атомів від середнього значення (б) від часу. Частота Рабі Ω_0 кожної із зустрічних біхроматичних хвиль дорівнює 60 МГц, початкова швидкість атомів $v = -0,5$ м/с, часовий зсув між хвилями у початковій точці локалізації атомів становить 2,3 нс: 1 – $G = 2\pi \cdot 10$ МГц, 2 – $G = 2\pi \cdot 50$ МГц, 3 – $G = 2\pi \cdot 100$ МГц. Розрахунки зроблено для ансамблю 10000 атомів ^{133}Cs

коефіцієнт дифузії D_v зі зростанням G зменшується (див. рис. 3, б). Таким чином, збільшуючи G при фіксованому значенні Ω_0 ми спочатку доходимо до максимального значення сили світлового тиску з одночасним зменшенням D_v , а далі зі зростанням G сила світлового тиску спочатку повільно зменшується (оскільки ми перебуваємо поблизу її максимуму), а потім досить швидко спадає. В той самий час коефіцієнт дифузії спадає монотонно і досить швидко. Наприклад, для кривих 2–5, максимумами яких відрізняються в межах 10 %, коефіцієнт дифузії падає приблизно удвічі (див. рис. 3, б). Те, що сила світлового тиску має максимум при певному значенні G , цілком природно – у роботі [5] показано, що вона пов'язана із затримкою між зустрічними хвилями у точці перебування атома. Як наслідок, за малого G дія зустрічних хвиль на атом майже збігається (затримки практично нема) і сила світлового тиску на нерухо-

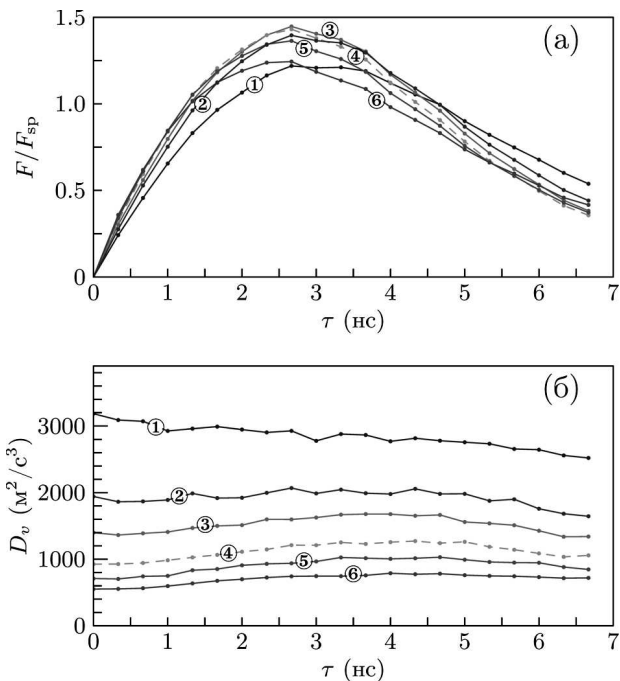


Рис. 3. Залежність сили світлового тиску в одиницях F_{sp} (а) та коефіцієнта дифузії швидкостей атомів D_v (б) від часового зсуву між хвилями для оберненого часу кореляції G зустрічних хвиль $2\pi \cdot 10$ МГц (1), $2\pi \cdot 20$ МГц (2), $2\pi \times 30$ МГц (3), $2\pi \cdot 50$ МГц (4), $2\pi \cdot 70$ МГц (5) і $2\pi \cdot 100$ МГц (6). Частота Рабі Ω_0 кожної із зустрічних біхроматичних хвиль дорівнює $2\pi \cdot 60$ МГц, початкова швидкість атомів $-0,5$ м/с. Сила спрямована до початку координат ($z = 0$). Розрахунки зроблено для ансамблю 10000 атомів ^{133}Cs

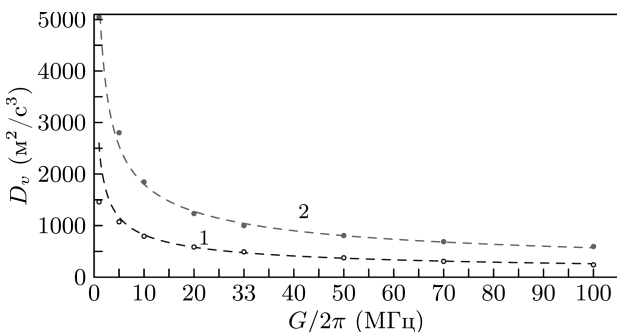


Рис. 4. Залежність коефіцієнта дифузії швидкостей атомів D_v від оберненого часу кореляції зустрічних хвиль G в мегагерцах для частот Рабі $2\pi \cdot 30$ МГц (○) і $2\pi \cdot 60$ МГц (●). Початкова швидкість атомів $-0,5$ м/с. Розрахунки зроблено для ансамблю 10000 атомів ^{133}Cs . Часовий зсув між хвилями $\tau = 12$ нс. Пунктирні криві відповідають $D_v = 2,6 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{2\pi}{G}}$ (1) і $D_v = 5,7 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{2\pi}{G}}$ (2)

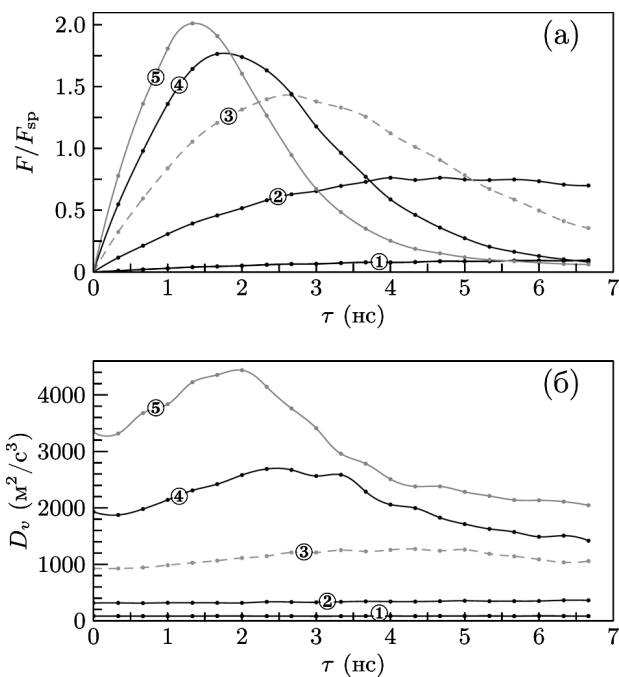


Рис. 5. Залежність сили світлового тиску в одиницях F_{sp} (а) та коефіцієнта дифузії швидкостей атомів D_v (б) від часового зсуву між хвилями для частот Рабі $2\pi \cdot 10$ МГц (1), $2\pi \cdot 30$ МГц (2), $2\pi \cdot 60$ МГц (3), $2\pi \cdot 90$ МГц (4) і $2\pi \cdot 120$ МГц (5). Обернений час кореляції зустрічних хвиль G дорівнює $2\pi \times 50$ МГц, початкова швидкість атомів $0,5$ м/с. Сила спрямована до початку координат ($z = 0$). Розрахунки зроблено для ансамблю 10000 атомів ^{133}Cs

мий атом чи атом, що повільно рухається, близька до нуля. У випадку ж великих G зустрічні хвилі флюктують практично незалежно і, виходячи з симетрії задачі (хвилі мають однакову середню інтенсивність), тут також слід очікувати малого значення сили світлового тиску. Для проміжних значень G кореляція хвиль суттєва і сила світлового тиску може бути доволі великою, більшою за (1), досягаючи максимуму при певному оптимальному значенні G .

Зменшення коефіцієнта дифузії D_v зі зростанням G за фіксованого Ω_0 , яке можна бачити з рис. 3, б, якісно узгоджується з поведінкою D_v при малій інтенсивності лазерного випромінювання (32). У той самий час причини зменшення коефіцієнта дифузії у випадку $\Omega_0 \ll \gamma$, коли справедлива формула (32), і у випадку $\Omega_0 \gg \gamma$, для якого побудовано рис. 3, різні. Дійсно, при малій інтенсивності лазерного випромінювання коефіці-

ент імпульсної дифузії пропорційний до населеності n_2 збудженого стану [6]:

$$D = (\hbar k)^2 \gamma n_2. \quad (33)$$

Порівнюючи (32) з (33), бачимо, що для малої інтенсивності зустрічних хвиль зменшення коефіцієнта імпульсної дифузії зумовлено падінням населеності збудженого стану зі зростанням швидкості флуктуацій G . У випадку ж великої інтенсивності лазерного випромінювання $\Omega_0 \gg \gamma$ (графіки на рис. 3), зменшення коефіцієнта дифузії вже не можна пояснити зменшенням населеності збудженого стану. Згідно з розрахунками, для кривих, поданих на рис. 3, населеність n_2 мало змінюється зі зміною G і близька $n_2 \approx 0,45$. Якби для коефіцієнта імпульсної дифузії D була б справедлива формула (33) для $\Omega_0 = 2\pi \times 60$ МГц, то D_v було б близьким до $170 \text{ м}^2/\text{с}^3$ для всіх кривих на рис. 3, б. Насправді наведені на цьому рисунку залежності відповідають значно більшим значенням D_v . Таке велике значення D_v зумовлено, імовірно, вимушеними процесами випромінювання і поглинання при взаємодії атома із флуктуючими полями зустрічних стохастичних хвиль. В результаті рух атома в імпульсному просторі нагадує броунівський, крок якого зменшується при збільшенні G , чим і може пояснюватися зменшення коефіцієнта імпульсної дифузії.

Звичайно, висловлені міркування про аналогію з броунівським рухом недостатні для отримання закону зміни D_v з G . Для прояснення цього питання нами було проведено чисельне моделювання залежності D_v від G для двох значень частот Рабі: $\Omega_0 = 2\pi \cdot 30$ МГц і $\Omega_0 = 2\pi \cdot 60$ МГц. Щоб “вимкнути” ефекти взаємної кореляції зустрічних хвиль, обчислення проводилися для досить великої затримки $\tau = 2z/c = 12$ нс ($z = 1,8$ м) між хвилями. Результати показано на рис. 4.

Як видно, отримані залежності при $G > \gamma$ добре описуються виразами $D_v = A/\sqrt{G}$. Оскільки $1/G$ – це час автокореляції хвиль, можна стверджувати, що при $\Omega_0 \gg \gamma$ коефіцієнт імпульсної дифузії пропорційний квадратному кореню з часу автокореляції хвиль. При меншій інтенсивності лазерного випромінювання ($\Omega_0 = 2\pi \cdot 30$ МГц) помітно відхилення від наведеної апроксимаційної формули у відповідності з тим, що при малих інтенсивностях вигляд залежності D_v від G повинен змінитися з $\propto G^{-\frac{1}{2}}$ на $\propto G^{-1}$.

На завершення, як доповнення до рис. 3, порівняємо залежності коефіцієнта імпульсної дифузії від часової затримки між хвилями при різних інтенсивностях зустрічних хвиль, але однакового G . Таке порівняння наведено на рис. 5.

Пунктирні криві на рис. 5 і рис. 3 тотожні. На відміну від рис. 3, відповідно до [5] тут немає оптимального відношення Ω_0/G , за якого сила, що діє на атом, максимальна – зі зростанням частоти Рабі максимальне значення сили зростає. Максимум сили в залежності від часу затримки між хвилями при зростанні Ω_0 зсувається в бік менших τ , так само зсувається в бік менших τ і максимум коефіцієнта дифузії. З наведеного рисунка видно, що при фіксованому значенні G зі зростанням частоти Рабі коефіцієнт дифузії зростає, в той час як при фіксованому значенні Ω_0 зі зростанням G , як видно з рис. 3, він спадає.

5. Висновки

На прикладі атомів цезію ми чисельно дослідили залежність коефіцієнта імпульсної дифузії від затримки між світловими хвилями та порівняли її з аналогічними залежностями для сили світлового тиску. Отримані результати показують, що, як і сила світлового тиску, коефіцієнт імпульсної дифузії має максимум при певному значенні затримки (менш виражений, ніж максимум сили). В той час як при фіксованій інтенсивності лазерного випромінювання існує оптимальне значення оберненого часу G автокореляції зустрічних хвиль, за якого сила максимальна, коефіцієнт імпульсної дифузії при фіксованій інтенсивності лазерного випромінювання зі збільшенням G спадає. Як виявилось, при досить великій затримці між хвилями, при якій флуктуації амплітуди у хвилях можна вважати незалежними, коефіцієнт імпульсної дифузії $\propto G^{-\frac{1}{2}}$, якщо інтенсивність лазерного випромінювання велика ($\Omega_0 \gg \gamma$). Іншими словами, можна стверджувати, що за цих умов коефіцієнт імпульсної дифузії пропорційний квадратному кореню з часу автокореляції поля. Ця залежність значно відрізняється від аналогічної в слабкому полі ($D_v \propto G^{-1}$), отриманої нами раніше [6].

Ми також порівняли залежності коефіцієнта імпульсної дифузії від часової затримки між хвилями при різних інтенсивностях зустрічних хвиль, але однакового G . Як виявилось, зі зростанням

частоти Рабі коефіцієнт дифузії зростає, в той час як при фіксованому значенні Ω_0 зі зростанням G він спадає.

Публікація містить результати досліджень, проведених при грантовій підтримці цільової програми наукових досліджень ВФА НАН України “Вивчення фундаментальних фізичних і астрономічних процесів та перспективи їхнього практичного застосування”, тема 1.4. ВЦ/188.

1. В.С. Войцехович, М.В. Данилейко, А.М. Негрійко, В.І. Романенко, Л.П. Яценко. Давление света на атомы в поле двух встречных амплитудно-модулированных волн. *УФЖ* **36**, 1042 (1991).
2. В.С. Войцехович, М.В. Данилейко, А.М. Негрійко, В.І. Романенко, Л.П. Яценко. Давление света на атомы в поле резонансных атомному переходу встречных амплитудно- и частотно-модулированных волн. *УФЖ* **18**, 1100 (1991).
3. О.Р. Орап, В.І. Романенко, Л.П. Яценко. Тиск світла на атоми у полі зустрічних світлових хвиль з гармонічною та стохастичною модуляцією фази. *УФЖ* **48**, 211 (2003).
4. В.І. Романенко. Тиск світла на атоми у полі зустрічних хвиль зі стохастичною амплітудою. *УФЖ* **50**, 438 (2005).
5. V.I. Romanenko, B.W. Shore, L.P. Yatsenko. Forces exerted on atoms by stochastic laser fields. *Opt. Commun.* **268**, 121 (2006).
6. V.I. Romanenko, L.P. Yatsenko. Trapping of atoms by the counter-propagating stochastic light waves. *Opt. Commun.* **392**, 239 (2017).
7. В.С. Войцехович, М.В. Данилейко, А.М. Негрійко, В.І. Романенко, Л.П. Яценко. Давление света на атомы во встречных амплитудно-модулированных волнах. *ЖТФ* **58**, 1174 (1988).
8. J. Söding, R. Grimm, Y.B. Ovchinnikov, P. Bouyer, C. Salomon. Short-distance atomic beam deceleration with a stimulated light force. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1420 (1997).
9. L. Yatsenko, H. Metcalf. Dressed-atom description of the bichromatic force. *Phys. Rev. A* **70**, 063402 (2004).
10. В.Г. Миногин, В.С. Летохов. Давление лазерного излучения на атомы (Наука, 1986).
11. K. Mølmer, Y. Castin, J. Dalibard. Monte Carlo wavefunction method in quantum optics. *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 524 (1993).
12. A.T. Georges, P. Lambropoulos. Saturation and Stark splitting of an atomic transition in a stochastic field. *Phys. Rev. A* **20**, 991 (1979).
13. A.T. Georges. Resonance fluorescence in Markovian stochastic fields. *Phys. Rev. A* **21**, 2034 (1980).
14. W. Horsthemke, R. Lefever. *Noise-induced transitions: Theory and application in physics, chemistry, and biology* (Springer Series in Synergetics, Springer-Verlag, 1984).
15. H.J. Metcalf, P. van der Stratten. *Laser Cooling and Trapping* (Springer-Verlag, 1999).
16. B.W. Shore. *The Theory of Coherent Atomic Excitation, Vol. 1.* (Wiley, 1990).
17. R.F. Fox, I.R. Gatland, R. Roy, G. Vemuri. Fast, accurate algorithm for numerical simulation of exponentially correlated colored noise. *Phys. Rev. A* **38**, 5938 (1988).
18. G. Vemuri, R. Roy. Effect of injected field statistics on transient dynamics of an injection seeded laser. *Optics Communications* **77**, 318 (1990). Одержано 30.05.18

V.I. Romanenko, O.G. Udovyt'ska,
V.M. Khodakovsky, L.P. Yatsenko

ATOMIC MOMENTUM DIFFUSION IN THE FIELD OF COUNTER-PROPAGATING STOCHASTIC LIGHT WAVES

S u m m a r y

The momentum diffusion of atoms in the field of two counter-propagating stochastic light waves, one of which reproduces the other one with a certain time delay, has been studied. It is shown that the parameters of atom-field interaction, at which the light pressure force is maximum, correspond to the increasing momentum diffusion coefficient. In the case of high-intensity field described by the stochastic field model, the momentum diffusion coefficient was found to be proportional to the square root of the field autocorrelation time. The wave function describing the inner state of atoms is modeled, by using the Monte-Carlo method. Numerical calculations are carried out for cesium atoms.