

В.І. РОМАНЕНКО, Л.П. ЯЦЕНКО

Інститут фізики НАН України

(Просп. Науки, 46, Київ 03028; e-mail: victor.romanenko@gmail.com)

БРЕГГІВСЬКЕ РОЗСІЮВАННЯ АТОМІВ ЗУСТРІЧНИМИ СВІТЛОВИМИ ІМПУЛЬСАМИ, СТІЙКЕ ДО ЗМІНИ ЇХНЬОЇ ПЛОЩІ

УДК 539

Метою роботи є теоретичне дослідження бреггівських переходів дворівневого атома у полі двох пар зустрічних світлових імпульсів із різними несучими частотами. Бреггівські переходи розглядаються як когерентні мультифотонні процеси дифракції, у яких за належного налаштування на бреггівський резонанс імпульс атома може змінюватися на $2\pi\hbar k$ за один акт розсіювання, тоді як однофотонні переходи пригнічені через велику розладнаність відносно резонансу. Показано, що за такої конфігурації ефективність переходу практично не залежить від площі імпульсів, що відрізняє її від випадку однієї пари імпульсів. Фізичною основою цього ефекту є майже адиабатична взаємодія атома з полем, подібна до взаємодії з перекривними у часі зустрічними імпульсами з нерезонансними несучими частотами (В.І. Романенко, Л.П. Яценко, ЖЭТФ, 2000, Т. 117, № 3, с. 467–475; V.I. Romanenko and L.P. Yatsenko, JETP, Т. 90, № 3, 2000, pp. 407–414). Також показано можливість стійкого до зміни інтенсивності розщеплення атомного пучка та формування селективних лазерних дзеркал. Запропонований підхід до керування рухом атомів може бути застосований для дослідження інтерф'єрційних явищ в атомній оптиці.

Ключові слова: атомна оптика, лазерне випромінювання, бреггівський перехід, світловий тиск.

1. Вступ

Сучасна атомна оптика та інтерферометрія ґрунтуються на можливості керувати внутрішнім станом і механічним рухом атома як цілого за допомогою когерентного лазерного випромінювання. Серед методів керування внутрішнім станом і механічним рухом особливе місце посідають підходи, що ґрунтуються на адиабатичній взаємодії атома з полем, оскільки вони забезпечують стійкість результату відносно варіації параметрів взаємодії. Швидке адиабатичне проходження резонансу [1] стало одним із перших прикладів адиабатичної взаємодії атома з електромагнітним випромінюванням у квантовій оптиці. У дворівневій моделі, проаналізованій в [1], під час дії світлового ім-

пульсу його несуча частота проходить через резонанс із частотою атомного переходу досить швидко, щоб спонтанне випромінювання та релаксація когерентності не встигли істотно вплинути на процес, але водночас достатньо повільно, щоб проходження резонансу можна вважати адиабатичним. Унаслідок цього відбувається інверсія населеності атомних станів, а імпульс атома змінюється на один імпульс фотона.

Згодом було показано, що навіть у межах дворівневої моделі можна передати атомові значно більший імпульс, і результат залишатиметься стійким відносно варіації площі імпульсів, якщо на атом діє пара зустрічних імпульсів великої площі з фіксованими несучими частотами, відстроєними від резонансної частоти переходу в атомі [2].

У роботі [3] було запропоновано поєднати два підходи – взаємодію атома з парою зустрічних світлових імпульсів та швидке проходження резонансу, коли несучі частоти обох імпульсів змінюються з часом із певним часовим зсувом між ними (на відміну від фіксованих несучих частот у [2]). З акцентом на передачу атому великого імпульсу,

Цитування: Романенко В.І., Яценко Л.П. Бреггівське розсіювання атомів зустрічними світловими імпульсами, стійке до зміни їхньої площі. *Укр. фіз. журн.* **71**, № 4, 284 (2026).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2026. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

стійкого відносно зміни площі світлових імпульсів, було досліджено також раманівські переходи в трирівневих атомах [4]. Оскільки ці переходи мають раманівський характер, застосовувалися дві пари імпульсів, кожна з яких зумовлювала свій раманівський перехід із двофотонним розладнанням, різним для різних пар.

Бреггівські переходи в атомах під дією двох зустрічних світлових імпульсів із різними несучими частотами за умови резонансу можуть описуватися як переходи між двома станами атома з різними імпульсами (див. рис. 1), що пов'язані певним ефективним полем, яке характеризується багатотонною частотою Рабі [5]. У межах такої картини взаємодії можна реалізувати швидке адіабатичне проходження резонансу, коли двофотонне відстроювання швидко змінюється в певному діапазоні [6]. На відміну від швидкого адіабатичного проходження у дворівневому атомі, деструктивний вплив спонтанного випромінювання зі збудженого стану практично відсутній, оскільки цей стан майже не заселяється. Інший метод передачі атому великого імпульсу, малочутливий до зміни площі світлових імпульсів і споріднений із передачею імпульсу у взаємодії дворівневого атома з двома зустрічними імпульсами з різними несучими частотами, досі не було розглянуто.

У цій роботі запропоновано метод передачі атому імпульсу порядку кількох імпульсів фотона (для $2n$ -фотонних переходів – імпульсу $2n\hbar k$, де n – ціле число, k – хвильовий вектор світлових хвиль), стійкий відносно зміни площі світлових імпульсів, для бреггівських переходів. Цей метод, подібно до часткового швидкого проходження резонансу [6], дає змогу розщеплювати атомні хвилі та реалізовувати атомні дзеркала.

Статтю структуровано таким чином. У наступному розділі наведено основні рівняння, що описують поведінку атома в полі чотирьох попарно зустрічних світлових хвиль із різними частотами. У третьому розділі подано процедуру адіабатичного виключення збудженого стану. У четвертому розділі наведено результати чисельного моделювання бреггівських переходів у полі чотирьох імпульсів, а в п'ятому – сформульовано основні висновки.

2. Основні рівняння

Нехай дворівневий атом (основний стан $|g\rangle$, збуджений стан $|e\rangle$) взаємодіє з полем чотирьох сві-

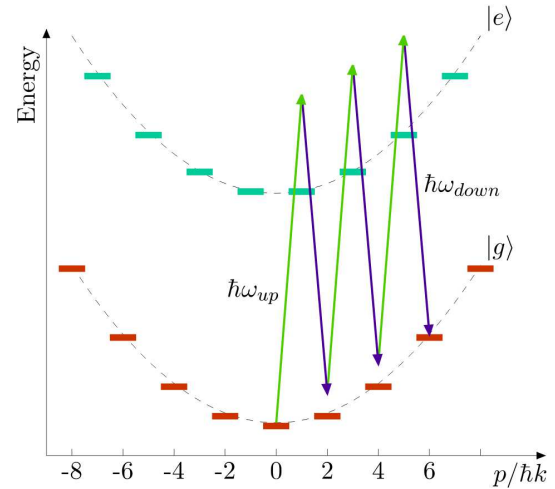


Рис. 1. Схема шестифотонного бреггівського переходу

тлових імпульсів: два з них (1 і 2) поширюються вздовж осі z , а два інших (3 і 4) – у протилежному напрямку:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & E_1(t)\mathbf{e}_1 \cos(\omega_1 t - k_1 z + \varphi_1) + \\ & + E_2(t)\mathbf{e}_2 \cos(\omega_2 t - k_2 z + \varphi_2) + \\ & + E_3(t)\mathbf{e}_3 \cos(\omega_3 t + k_3 z + \varphi_3) + \\ & + E_4(t)\mathbf{e}_4 \cos(\omega_4 t + k_4 z + \varphi_4). \end{aligned}$$

Тут \mathbf{e}_n ($n = 1, \dots, 4$) – одиничні вектори напрямку електричного поля, $E_n(t)$ – обвідні напруженості поля імпульсів, ω_n – їхні несучі частоти, k_n – проекції хвильових векторів на вісь z , φ_n – початкові фази імпульсів.

Оскільки різниця несучих частот значно менша за частоту атомного переходу, надалі нехтуватимемо різницею хвильових векторів і вважатимемо $k_1 = k_2 = k_3 = k_4 = k$.

Динаміка вектора стану атома $|\Psi\rangle$ описується рівнянням Шредінгера:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = (H_0 - \hat{\mathbf{d}}\mathbf{E})|\Psi\rangle - i\hbar \frac{\gamma}{2} |e\rangle \langle e| \Psi. \quad (1)$$

Тут H_0 – гамільтоніан вільного атома, $\hat{\mathbf{d}}$ – оператор дипольного моменту, γ – швидкість спонтанного випромінювання. Це рівняння еквівалентне рівнянню для матриці густини, якщо атомний стан задається хвильовою функцією Монте-Карло [7, 8].

Якщо прийняти енергію основного стану за нуль, а енергію збудженого стану – рівною $\hbar\omega_0$, то

гамільтоніан H_0 вільного атома має вигляд:

$$H_0 = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2M} + \hbar\omega_0|e\rangle\langle e|,$$

де $\hat{\mathbf{p}}$ – оператор імпульсу атома.

Хвильова функція є суперпозицією основного і збудженого станів зі змінними в часі і просторі амплітудами:

$$|\Psi\rangle = c_e(z, t)e^{-i\omega_0 t}|e\rangle + c_g(z, t)|g\rangle.$$

Коефіцієнти $c_g(z, t)$ і $c_e(z, t)$ розкладаємо в ряд за власними функціями z -компоненти оператора імпульсу: $\langle z|n\rangle = \exp(inkz)$, із власним значенням $n\hbar k$:

$$c_g = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_{g,n} e^{i\alpha kz} \langle z|n\rangle, \quad (2a)$$

$$c_e = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} b_{e,n} e^{i\alpha kz} \langle z|n\rangle. \quad (2b)$$

Тут α – дробова частина відношення початкового імпульсу атома до $\hbar k$. Далі, для спрощення чисельного моделювання, розглядаємо випадок $\alpha = 0$.

Коефіцієнти $b_{g,n}$, $b_{e,n}$ розкладаю c_g і c_e за функціями $\langle z|n\rangle$ є амплітудами ймовірності знайти атом у станах $|g\rangle$ або $|e\rangle$ з імпульсом $n\hbar k$.

Для спрощення позначень у рівняннях (2) і далі ми не вказуємо аргументи c_g , c_e , $b_{g,n}$ і $b_{e,n}$.

Підстановка (2) у рівняння Шредінгера (1) дає рівняння для $b_{g,n}$ і $b_{e,n}$:

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t}b_{g,n} &= \delta_{\text{rec}}n^2b_{g,n} + \frac{1}{2}\Omega_1b_{e,n+1}e^{i\delta_1t+i\varphi_1} + \\ &+ \frac{1}{2}\Omega_2b_{e,n+1}e^{i\delta_2t+i\varphi_2} + \frac{1}{2}\Omega_3b_{e,n-1}e^{i\delta_3t+i\varphi_3} + \\ &+ \frac{1}{2}\Omega_4b_{e,n-1}e^{i\delta_4t+i\varphi_4}, \end{aligned} \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t}b_{e,n} &= \delta_{\text{rec}}n^2b_{e,n} - i\frac{\gamma}{2}b_{e,n} + \\ &+ \frac{1}{2}\Omega_1^*b_{g,n-1}e^{-i\delta_1t-i\varphi_1} + \frac{1}{2}\Omega_2^*b_{g,n-1}e^{-i\delta_2t-i\varphi_2} + \\ &+ \frac{1}{2}\Omega_3^*b_{g,n+1}e^{-i\delta_3t-i\varphi_3} + \frac{1}{2}\Omega_4^*b_{g,n+1}e^{-i\delta_4t-i\varphi_4}. \end{aligned} \quad (3b)$$

Тут введено часово змінні частоти Рабі Ω_1 , Ω_2 , Ω_3 і Ω_4 , які визначаються співвідношеннями

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= -\frac{\langle g|\mathbf{d}e_1|e\rangle E_1}{\hbar}, & \Omega_2 &= -\frac{\langle g|\mathbf{d}e_2|e\rangle E_2}{\hbar}, \\ \Omega_3 &= -\frac{\langle g|\mathbf{d}e_1|e\rangle E_3}{\hbar}, & \Omega_4 &= -\frac{\langle g|\mathbf{d}e_2|e\rangle E_4}{\hbar}, \end{aligned}$$

а також уведено позначення $\delta_{\text{rec}} = \hbar k^2/(2M)$ і $\delta_n = \omega_n - \omega_0$ ($n = 1, 2, 3, 4$). Доданками, що осцилюють із подвоєними несучими частотами світлових імпульсів, знехтувано (наближення обертової хвилі [9]).

Часову залежність амплітуд світлових імпульсів описує вираз

$$\Omega_n = \Omega_{n0}F_2\left(\frac{t}{\tau_n} - t_{dn}\right), \quad n = 1, 2, 3, 4, \quad (4)$$

де τ_n – тривалість n -го імпульсу, а t_{dn} – зсув моменту досягнення максимальної амплітуди n -го імпульсу відносно початкового моменту часу. Функція $F_2(x)$ – друга у послідовності функцій

$$F_m(x) = \begin{cases} \cos^m\left(\pi x\sqrt{\frac{2}{m}}\right) & \text{for } |x| \leq \sqrt{\frac{m}{8}}, \\ 0 & \text{for } |x| \geq \sqrt{\frac{m}{8}}, \end{cases} \quad (5)$$

яка зі зростанням m збігається до $\exp(-\pi^2 x^2)$ [10].

3. Адіабатичне виключення збудженого стану

Загальна картина взаємодії дворівневого атома з чотирма зустрічними світловими імпульсами досить складна. Достатньо перелічити параметри, від яких вона залежить: тривалість світлових імпульсів, їхні часові зсуви відносно початку відліку часу, початкові фази, частоти Рабі, енергія віддачі, а також розладнання несучих частот світлових імпульсів відносно резонансу з атомним переходом.

З усього розмаїття явищ у системі атом–поле чотирьох світлових імпульсів розглядається лише явище, аналогічне передачі імпульсу за взаємодії дворівневого атома з двома зустрічними імпульсами [2], з тією відмінністю, що основну увагу зосереджено на бреггівських переходах, у яких збуджений стан атома практично не заселяється.

Нагадаємо, що в роботі [2] показано: за взаємодії атома зі світловими імпульсами різної несучої частоти виникає сходинкоподібна залежність переданого атому імпульсу від частоти Рабі та середнього розладнання несучих частот імпульсів відносно частоти переходу в атомі. Ця залежність зумовлена квазіадіабатичною взаємодією атома з полем у досить широких інтервалах зміни параметрів. Перехід від однієї сходинки до іншої пов'язаний із порушенням адіабатичності за зміни

взаємного розташування адіабатичних квазіенергій унаслідок зміни параметрів взаємодії системи атом–поле. Згодом різні аспекти цього явища детально досліджено в низці робіт [3, 11–15].

У пошуках аналогії для бреґівських переходів розглядаються двофотонні переходи замість однофотонних, оскільки саме вони пов'язують стани з різними значеннями імпульсу в одному й тому самому електронному стані. Розладнання відносно однофотонного резонансу в цьому випадку достатньо велике, щоб збуджений стан атома практично не заселявся. Таким чином, необхідно розглянути взаємодію атома з двома парами світлових імпульсів, кожна з яких зумовлює двофотонний перехід в атомі. Вважатимемо, що такими парами є імпульси 1–3 та 2–4. Також припускається, що різниці частот між імпульсами 1 і 2, а отже й між парами 1–4, 2–3 та 3–4, настільки великі, що ці комбінації не призводять до виникнення двофотонного переходу.

Наявність швидкоосцилюючих множників у рівняннях (3) (експоненти, що містять $\delta_j t$, $j = 1, 2, 3, 4$) значно сповільнює процес чисельного розв'язання цих рівнянь. З метою його пришвидшення спростимо рівняння (3), використовуючи зроблене раніше припущення про велике розладнання несучих частот світлових імпульсів відносно частоти атомного переходу. Попарна близькість частот δ_1 , δ_3 та δ_2 , δ_4 математично записується у вигляді $\delta_1 \approx \delta_3 \approx \Delta_{13}$, $\delta_2 \approx \delta_4 \approx \Delta_{24}$, причому $|\delta_1 - \delta_3| \ll \ll |\Delta_{13}|$, $|\delta_2 - \delta_4| \ll \ll |\Delta_{24}|$. Введемо позначення $\tilde{\delta}_1 = \delta_1 - \Delta_{13}$, $\tilde{\delta}_3 = \delta_3 - \Delta_{13}$, $\tilde{\delta}_2 = \delta_2 - \Delta_{24}$, $\tilde{\delta}_4 = \delta_4 - \Delta_{24}$.

З аналізу рівнянь (3) випливає, що амплітуди $b_{e,n}$ збудженого стану осцилюють з високими частотами порядку Δ_{13} та Δ_{24} , тоді як амплітуди $b_{g,n}$ основного стану містять повільно змінну складову, а також складові, що осцилюють з частотами $2\Delta_{13}$ і $2\Delta_{24}$. Надалі в амплітудах $b_{g,n}$ знехтуємо членами, що осцилюють з цими частотами (наближення обертової хвилі [9]), а також членами, які осцилюють з частотами $|\Delta_{13} \pm \Delta_{24}|$. Таким чином, амплітуди $b_{e,n}$ шукатимемо у вигляді

$$b_{e,n} = b_{e,n}^{(13)} e^{-i\Delta_{13}t} + b_{e,n}^{(24)} e^{-i\Delta_{24}t}, \quad (6)$$

де множники $b_{e,n}^{(13)}$ та $b_{e,n}^{(24)}$ повільно змінюються з часом. У результаті рівняння (3) набувають такого

вигляду:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} b_{g,n} &= \delta_{\text{rec}} n^2 b_{g,n} + \frac{1}{2} \Omega_1 b_{e,n+1}^{(13)} e^{i\tilde{\delta}_1 t + i\varphi_1} + \\ &+ \frac{1}{2} \Omega_2 b_{e,n+1}^{(24)} e^{i\tilde{\delta}_2 t + i\varphi_2} + \frac{1}{2} \Omega_3 b_{e,n-1}^{(13)} e^{i\tilde{\delta}_3 t + i\varphi_3} + \\ &+ \frac{1}{2} \Omega_4 b_{e,n-1}^{(24)} e^{i\tilde{\delta}_4 t + i\varphi_4}, \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} b_{e,n}^{(13)} &= \delta_{\text{rec}} n^2 b_{e,n}^{(13)} - \left(\Delta_{13} + i \frac{\gamma}{2} \right) b_{e,n}^{(13)} + \\ &+ \frac{1}{2} \Omega_1^* b_{g,n-1} e^{-i\tilde{\delta}_1 t - i\varphi_1} + \frac{1}{2} \Omega_3^* b_{g,n+1} e^{-i\tilde{\delta}_3 t - i\varphi_3}. \end{aligned} \quad (7b)$$

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} b_{e,n}^{(24)} &= \delta_{\text{rec}} n^2 b_{e,n}^{(24)} - \left(\Delta_{24} + i \frac{\gamma}{2} \right) b_{e,n}^{(24)} + \\ &+ \frac{1}{2} \Omega_2^* b_{g,n-1} e^{-i\tilde{\delta}_2 t - i\varphi_2} + \frac{1}{2} \Omega_4^* b_{g,n+1} e^{-i\tilde{\delta}_4 t - i\varphi_4}. \end{aligned} \quad (7c)$$

Похідні $\frac{\partial}{\partial t} b_{e,n}^{(13)}$ та $\frac{\partial}{\partial t} b_{e,n}^{(24)}$ малі порівняно з величинами $\Delta_{13} b_{e,n}^{(13)}$ і $\Delta_{24} b_{e,n}^{(24)}$ відповідно, тому надалі ними знехтуємо. Крім того, швидкість спонтанного випромінювання також мала порівняно з Δ_{13} та Δ_{24} ; нею також нехтуватимемо, беручи до уваги, що вплив спонтанного випромінювання на часову еволюцію хвильової функції незначний за умови

$$\gamma \tau \max(|b_{e,n}^{(13)}|^2) \ll 1, \quad \gamma \tau \max(|b_{e,n}^{(24)}|^2) \ll 1. \quad (8)$$

Для узгодженості зі зробленим наближенням також нехтуємо в рівняннях (7b), (7c) доданком $\delta_{\text{rec}} n^2 \tilde{b}_{e,n}$, пов'язаним з ефектом віддачі. У результаті з рівнянь (7b) та (7c) одержуємо:

$$\begin{aligned} b_{e,n}^{(13)} &= \frac{\Omega_1^*}{2\Delta_{13}} b_{g,n-1} e^{-i\tilde{\delta}_1 t - i\varphi_1} + \\ &+ \frac{\Omega_3^*}{2\Delta_{13}} b_{g,n+1} e^{-i\tilde{\delta}_3 t - i\varphi_3}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} b_{e,n}^{(24)} &= \frac{\Omega_2^*}{2\Delta_{24}} b_{g,n-1} e^{-i\tilde{\delta}_2 t - i\varphi_2} + \\ &+ \frac{\Omega_4^*}{2\Delta_{24}} b_{g,n+1} e^{-i\tilde{\delta}_4 t - i\varphi_4}. \end{aligned} \quad (10)$$

Як впливає з рівнянь (7), фази комплексних частот Рабі можна включити до фаз φ_n ($n = 1, 2, 3, 4$) електричного поля; тому надалі без порушення загальності частоти Рабі вважатимемо дійсними величинами.

Підставляючи рівняння (9) і (10) в (7a), отримуємо ланцюжок рівнянь для амплітуд населеності основного стану з різним імпульсом:

$$i \frac{\partial}{\partial t} b_{g,n} = \left(\delta_{\text{rec}} n^2 + \frac{\Omega_1^2}{4\Delta_{13}} + \frac{\Omega_2^2}{4\Delta_{24}} + \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\Omega_3^2}{4\Delta_{13}} + \frac{\Omega_4^2}{4\Delta_{24}} \Big) b_{g,n} + \\
 & + \left(\frac{\Omega_1\Omega_3}{4\Delta_{13}} e^{i\Phi_{13}} + \frac{\Omega_2\Omega_4}{4\Delta_{24}} e^{i\Phi_{24}} \right) b_{g,n+2} + \\
 & + \left(\frac{\Omega_1\Omega_3}{4\Delta_{13}} e^{-i\Phi_{13}} + \frac{\Omega_2\Omega_4}{4\Delta_{24}} e^{-i\Phi_{24}} \right) b_{g,n-2}. \tag{11}
 \end{aligned}$$

Тут позначено:

$$\begin{aligned}
 \Phi_{13} &= (\tilde{\delta}_1 - \tilde{\delta}_3)t + \varphi_1 - \varphi_3, \\
 \Phi_{24} &= (\tilde{\delta}_2 - \tilde{\delta}_4)t + \varphi_2 - \varphi_4, \tag{12}
 \end{aligned}$$

Введемо величини

$$\begin{aligned}
 R_1 &= \frac{\Omega_1^2}{2\Delta_{13}}, \quad R_2 = \frac{\Omega_2^2}{2\Delta_{24}}, \\
 R_3 &= \frac{\Omega_3^2}{2\Delta_{13}}, \quad R_4 = \frac{\Omega_4^2}{2\Delta_{24}} \tag{13}
 \end{aligned}$$

та перейдемо до змінних

$$B_n = b_{g,n} e^{\frac{1}{2}in\delta_0 t + \frac{1}{2}in\Phi}, \tag{14}$$

де

$$\delta_0 = \frac{1}{2} (\tilde{\delta}_1 - \tilde{\delta}_3 + \tilde{\delta}_2 - \tilde{\delta}_4) \tag{15}$$

– середнє двофотонне розладнання, а

$$\Phi = \frac{1}{2} (\varphi_1 - \varphi_3 + \varphi_2 - \varphi_4). \tag{16}$$

Зазначимо, що величини R_1, R_2, R_3 та R_4 можуть бути як додатними, так і від'ємними залежно від знаків Δ_{13} та Δ_{24} . Водночас добутки R_1R_3 і R_2R_4 завжди додатні.

З рівнянь (11) отримуємо рівняння для величин B_n :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} B_n &= -i \left(\delta_{\text{rec}} n^2 - \frac{1}{2} n \delta_0 + \right. \\
 & + \frac{R_1}{2} + \frac{R_2}{2} + \frac{R_3}{2} + \frac{R_4}{2} \Big) B_n - \\
 & - i \left(\text{sign}(\Delta_{13}) \frac{\sqrt{R_1R_3}}{2} e^{-\frac{1}{2}i\delta t - \frac{1}{2}i\varphi} + \right. \\
 & + \text{sign}(\Delta_{24}) \frac{\sqrt{R_2R_4}}{2} e^{\frac{1}{2}i\delta t + \frac{1}{2}i\varphi} \Big) B_{n+2} - \\
 & - i \left(\text{sign}(\Delta_{13}) \frac{\sqrt{R_1R_3}}{2} e^{\frac{1}{2}i\delta t + \frac{1}{2}i\varphi} + \right.
 \end{aligned}$$

$$\left. + \text{sign}(\Delta_{24}) \frac{\sqrt{R_2R_4}}{2} e^{-\frac{1}{2}i\delta t - \frac{1}{2}i\varphi} \right) B_{n-2}. \tag{17}$$

Тут введено

$$\delta = \tilde{\delta}_1 - \tilde{\delta}_3 - \tilde{\delta}_2 + \tilde{\delta}_4, \tag{18}$$

що відповідає різниці двофотонних розладів, та

$$\varphi = \varphi_1 - \varphi_3 - \varphi_2 + \varphi_4. \tag{19}$$

Із вигляду рівнянь (17) видно, що величини $\sqrt{R_1R_3}$ та $\sqrt{R_2R_4}$ є двофотонними частотами Рабі, які пов'язують стани атома з імпульсами, що відрізняються на $2\hbar k$.

4. Результати чисельних розрахунків і їх аналіз

У цьому розділі ми використаємо ідею перебування атома в адіабатичному стані протягом більшої частини часу його взаємодії з полем як основний орієнтир для розуміння результатів чисельних розрахунків.

4.1. Бреггівські переходи під дією двох світлових імпульсів

Перш за все знайдемо умову $2n$ -фотонного резонансу, за якої атом переходить зі стану з імпульсом $n_i\hbar k$ у стан з імпульсом $n_f\hbar k$ ($n_f = n_i + 2n$, де n_i, n_f – цілі числа). Для спостереження бреггівського резонансу досить двох зустрічних світлових імпульсів; вважаємо для визначеності що імпульси 2 і 4 на атом не діють. Тоді після кожного двофотонного переходу з поглинанням фотона з поля імпульсу 1 і випромінювання фотона в поле імпульсу 3 кінетична енергія атома змінюється на $\hbar(\omega_1 - \omega_3) = \hbar(\tilde{\delta}_1 - \tilde{\delta}_3)$. Для $2n$ -фотонного переходу маємо

$$\hbar n (\tilde{\delta}_1 - \tilde{\delta}_3) = \hbar \delta_{\text{rec}} (n_f^2 - n_i^2), \tag{20}$$

що дає умову резонансу:

$$\tilde{\delta}_1 - \tilde{\delta}_3 = 2\delta_{\text{rec}} (n_f + n_i). \tag{21}$$

Позитивні n_i відповідають руху атома в додатньому напрямку осі OZ , негативні – у від'ємному напрямку. Те ж саме стосується і n_f . Для початкового стану з нульовим імпульсом двофотонний, чотирифотонний, шестифотонний і восьмифотонний резонанси реалізуються коли $\tilde{\delta}_1 - \tilde{\delta}_3 = = 4\delta_{\text{rec}}, 8\delta_{\text{rec}}, 12\delta_{\text{rec}}, 16\delta_{\text{rec}}$ (див. рис. 2). Для обраних у розрахунку значень параметрів взаємодії

атомів з полями імпульсів 1 і 3 лише для чотирифотонного переходу переданий імпульс досягає максимуму, оскільки багатифотонні частоти Рабі для вказаних переходів різні [5]. Рисунок 3 ілюструє, як змінюється переданий атому імпульс зі зміною R_0 (максимум двофотонної частоти Рабі $\sqrt{R_1 R_3}$) для двофотонних, чотирифотонних, шестифотонних і восьмифотонних переходів. Зміна імпульсу атома відображає зміну населеності станів атома з імпульсами $2\hbar k$, $4\hbar k$, $6\hbar k$ і $8\hbar k$ (якщо атом у початковому стані має нульовий імпульс) відповідно до того, що, з точністю до втрат населеності завдяки релаксаційним процесам, у разі бреггівського резонансу формується дворівнева схема взаємодії атома з полем зустрічних світлових імпульсів [5]. Як видно, ні про яку стійкість переданого імпульсу відносно зміни R_0 тут не може бути й мови. Цю стійкість можна забезпечити, наприклад, швидким адіабатичним проходженням резонансу [6]. Інший шлях зробити бреггівські переходи стійкими до варіацій параметрів світлових імпульсів – чисельно оптимізувати світлові імпульси таким чином, щоб вони були здатні підтримувати ефективно перенесення імпульсу навіть за значних флуктуацій інтенсивності та відхилень частоти [16]. Далі буде показано, що стійку відносно варіацій параметрів взаємодії атома з полем передачу імпульсу можна також реалізувати, використовуючи дві пари зустрічних світлових імпульсів з різним розладнанням відносно Бреггівського резонансу кожної з цих пар.

4.2. Бреггівські переходи під дією чотирьох світлових імпульсів

Тепер розглянемо бреггівські переходи в атомі під дією чотирьох світлових імпульсів і покажемо, що при варіації параметрів взаємодії атома з полем у певних межах переданий атому імпульс може практично не змінюватися. Параметри, вплив зміни яких на результат взаємодії атома з полем буде проілюстровано: R_0 , δ_0 , δ , $t_{d1} - t_{d2}$ (вважаємо, що імпульси 1 і 3 та 2 і 4 попарно збігаються у часі), τ (тривалість світлових імпульсів вважаємо однаковою).

Кількість незалежних параметрів спеціально обмежена до мінімально достатнього набору, що дає змогу продемонструвати стійкість бреггівських переходів до їхніх варіацій без внесення надлишкової складності. Розширення аналізу на пов-

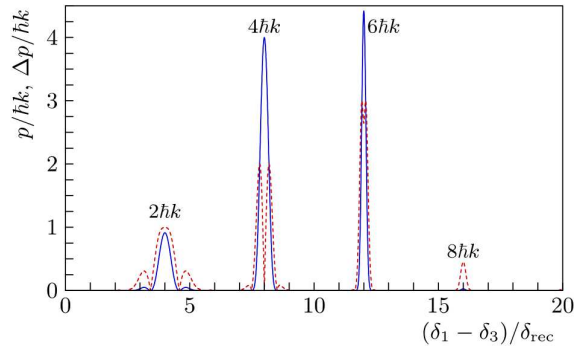


Рис. 2. Залежність переданого атому середнього імпульсу p і його середньоквадратичного відхилення від середнього значення Δp від різниці несучих частот $\delta_1 - \delta_3$ імпульсів 1 і 3. Імпульси 2 і 4 на атом не діють. Максимальні значення R_1 і R_3 однакові і дорівнюють $R_0 = 4,316257\delta_{\text{rec}}$; вони вибрані так, щоб величина переданого імпульсу у випадку чотирифотонного процесу складала $4\hbar k$. Світлові імпульси збігаються у часі, їхня тривалість складає $10\pi/\delta_{\text{rec}}$. На початку взаємодії з полем атом перебував у стані з нульовим імпульсом. Максимуми переданого атому імпульсу, позначені $2\hbar k$, $4\hbar k$, $6\hbar k$ і $8\hbar k$ відповідають двофотонному, чотирифотонному, шестифотонному і восьмифотонному бреггівським переходам

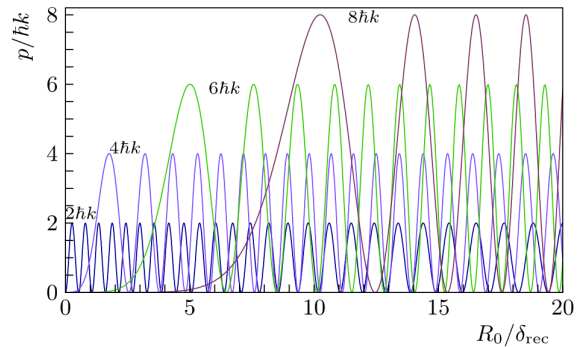


Рис. 3. Залежність переданого атому середнього імпульсу від двофотонної частоти Рабі. Атом перебуває в стані з нульовим імпульсом. Коли різниця несучих частот $\delta_1 - \delta_3 = 4\delta_{\text{rec}}$, відбуваються бреггівські переходи між станом з нульовим імпульсом і станом з імпульсом $2\hbar k$, коли $\delta_1 - \delta_3 = 8\delta_{\text{rec}}$, відбуваються бреггівські переходи між станом з нульовим імпульсом і станом з імпульсом $4\hbar k$, коли $\delta_1 - \delta_3 = 12\delta_{\text{rec}}$, відбуваються бреггівські переходи між станом з нульовим імпульсом і станом з імпульсом $6\hbar k$, коли $\delta_1 - \delta_3 = 16\delta_{\text{rec}}$, відбуваються бреггівські переходи між станом з нульовим імпульсом і станом з імпульсом $8\hbar k$. Імпульси 2 і 4 на атом не діють. Світлові імпульси 1 і 3 збігаються у часі, їхня тривалість складає $10\pi/\delta_{\text{rec}}$

ну множину параметрів, які характеризують світлові імпульси та їхню взаємодію з атомом, потенційно здатне виявити нові особливості переходів у

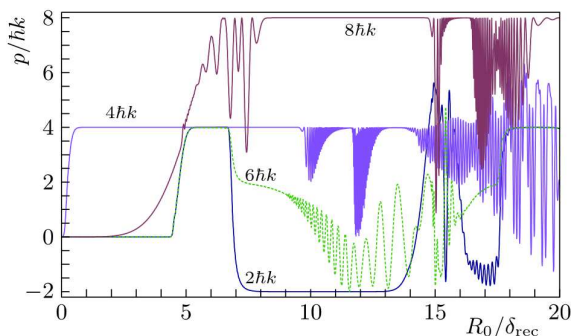


Рис. 4. Залежність переданого атому середнього імпульсу від двофотонної частоти Рабі. На початку взаємодії з полем атом перебуває у стані з нульовим імпульсом. Різниця двофотонних розладнань 1, 3 та 2, 4 пар імпульсів $\delta_1 - \delta_3$ та $\delta_2 - \delta_4$ для всіх кривих однакова і складає $\delta = 10\delta_{\text{гес}}$, їхнє середнє значення відповідає двофотонному ($\delta_0 = 4\delta_{\text{гес}}$, відповідна крива позначена $2hk$), чотирифотонному ($\delta_0 = 8\delta_{\text{гес}}$, відповідна крива позначена $4hk$), шестифотонному ($\delta_0 = 12\delta_{\text{гес}}$, відповідна крива позначена $6hk$) та восьмифотонному ($\delta_0 = 16\delta_{\text{гес}}$, відповідна крива позначена $8hk$) бреггівським переходам. Тривалість світлових імпульсів становить $\tau = 400\pi/\delta_{\text{гес}}$, $t_{d1} = t_{d3} = 0,175$, $t_{d2} = t_{d4} = -0,175$, $\varphi = 0$

полі чотирьох імпульсів, проте на цьому етапі дослідження таке завдання не пріоритетне.

4.2.1. Стійкість бреггівських переходів відносно варіації двофотонної частоти Рабі

Рис. 4 ілюструє стійку відносно зміни величини R_0 , яка є масштабом часово-залежних двофотонних частот Рабі $\sqrt{R_1 R_3} \sqrt{R_2 R_4}$. Для ілюстрації ми обрали бреггівські переходи того ж порядку, що і на рис. 3. Різниця між рисунками у тому, що двофотонні розладнання відносно резонансу в різних пар різні; при цьому середні двофотонні розладнання двофотонних, чотирифотонних і шестифотонних переходів такі ж, як і на рис. 3. Різниця ж двофотонних розладнань $\delta = 10\delta_{\text{гес}}$ для всіх кривих однакова і становить величину порядку середнього двофотонного розладнання δ_0 . Ми бачимо стійкі двофотонні, чотирифотонні і восьмифотонні переходи; шестифотонні переходи тут не спостерігаються (вони можуть бути реалізовані при інших значеннях параметрів взаємодії атома з полем), що говорить про брак переходу, близького до адіабатичного в цьому випадку. Примітно, що для кривих з $\delta_0 = 4\delta_{\text{гес}}$ та $\delta_0 = 12\delta_{\text{гес}}$, які були обчислені у розрахунку на двофотонний та шестифо-

тонний переходи, спостерігається також і чотирифотонний, причому на досить великому проміжку $5,3\delta_{\text{гес}} < R_0 < 6,68\delta_{\text{гес}}$, що говорить про формування адіабатичного стану, який пов'язує стани з нульовим імпульсом атома та імпульсом $4hk$. Таким чином, інтуїтивна вимога, що для формування бреггівського переходу середнє двофотонне розладнання має бути в резонансі з частотою цього переходу, не завжди справедлива.

4.2.2. Стійкість бреггівських переходів відносно варіації середнього двофотонного розладнання

Тепер розглянемо стійкість передачі імпульсу відносно зміни середнього двофотонного розладнання δ_0 . Параметри для ілюстративного розрахунку оберемо, керуючись рис. 4. Для того, щоб проілюструвати стійкість чотирифотонного переходу відносно варіації середнього двофотонного розладнання відносно резонансу, розрахунок проведемо для $R_0 = 4\delta_{\text{гес}}$. Окрім того, проведемо розрахунки і для $R_0 = 10\delta_{\text{гес}}$, що дасть змогу побачити стійкість двофотонного і восьмифотонного переходів відносно варіації δ_0 поблизу резонансу. Результати таких розрахунків показані на рис. 5.

Крім очікуваних плато на залежності переданого атому імпульсу поблизу $\delta_0 = 8\delta_{\text{гес}}$ ($7,09\delta_{\text{гес}} < \delta_0 < 8,91\delta_{\text{гес}}$) та $\delta_0 = -8\delta_{\text{гес}}$ ($-8,36\delta_{\text{гес}} < \delta_0 < -7,63\delta_{\text{гес}}$, зміна напрямку передачі імпульсу на протилежний), на рис. 5, а є ще й інші інтервали значень δ_0 , на яких атому передається імпульс $\pm 4hk$ з незначною чутливістю до зміни δ_0 : $[-12,95\delta_{\text{гес}}, -12,55\delta_{\text{гес}}]$, $[-3,45\delta_{\text{гес}}, -3,05\delta_{\text{гес}}]$, $[3,05\delta_{\text{гес}}, 3,42\delta_{\text{гес}}]$, $[12,6\delta_{\text{гес}}, 12,95\delta_{\text{гес}}]$. Межі плато визначено виходячи з того, щоб середньоквадратичне відхилення Δp переданого атому імпульсу від середнього його значення p (на рис. 5 наведено пунктиром) не перевищувало $0,01hk$.

Як видно з рис. 5, у разі $R_0 = 4\delta_{\text{гес}}$ можлива також передача імпульсу на $2hk$ ($1,10\delta_{\text{гес}} < \delta_0 < 1,25\delta_{\text{гес}}$) і $6hk$ ($-13,81\delta_{\text{гес}} < \delta_0 < 13,57\delta_{\text{гес}}$), далеко від умов двофотонного чи шестифотонного резонансу в полі двох зустрічних хвиль. Таким чином, налаштування середнього двофотонного розладнання зустрічних пар імпульсів на ділянку поблизу відповідного багатофотонного переходу зовсім не обов'язкове для формування бреггівського переходу, стійкого відносно варіації параметрів

взаємодії атома з полем. Більше того, при такому налаштуванні відповідного багатифотонного переходу може й не спостерігатися, як це видно на рис. 4 і 5 для випадку шестифотонного переходу.

Примітно, що у випадку налаштування δ_0 поблизу $\mp 8\delta_{\text{гес}}$, що відповідає чотирифотонному бреггівському переходу у випадку взаємодії атома з двома світловими імпульсами, межі плато симетричні відносно цієї величини ($\pm 0,37\delta_{\text{гес}}$ та $\pm 0,91\delta_{\text{гес}}$), подібно до випадку взаємодії атома з двома зустрічними світловими імпульсами з різними несучими частотами, дослідженому в роботі [2], з тією відмінністю, що у випадку бреггівського переходу межі плато розташовані не на $\pm \frac{1}{2}\delta$, а на іншій відстані відносно його центра. Водночас поблизу $8\delta_{\text{гес}} \pm \frac{1}{2}\delta$ та $-8\delta_{\text{гес}} \pm \frac{1}{2}\delta$ (ці значення δ_0 відповідають резонансу з чотирифотонним бреггівським переходом одієї з пар світлових імпульсів), як було зазначено вище, спостерігаються невеликі плато, що відповідають чотирифотонному переходу. Подібно до роботи [2], в цих точках середньоквадратичне відхилення імпульсу атома від його середнього значення дорівнює абсолютній величині середнього переданого імпульсу ($|p| = \Delta p = 2\hbar k$), що відповідає на нашому рисунку поділу атомної хвилі на дві – з імпульсом $0\hbar k$ (наша первинна хвиля) і $4\hbar k$. Як видно з рисунку, такий поділ можливий і для інших значень δ_0 , наприклад, коли $\delta_0 = 3,74\delta_{\text{гес}}$, а поблизу $\delta_0 = -10,55\delta_{\text{гес}}$ можливе розщеплення атомного пакета на пакети з нульовим імпульсом і імпульсом $-6\hbar k$. Таким чином, досліджувана нами схема взаємодії атома з полем може бути використана для розщеплення атомного хвильового пакета.

У разі значного збільшення частоти Рабі, до $10\delta_{\text{гес}}$ (рис. 5, *b*), стійка до зміни δ_0 передача атому світлового імпульсу на $4\hbar k$ має місце лише на інтервалі ($-8,48\delta_{\text{гес}} < \delta_0 < -7,55\delta_{\text{гес}}$). Водночас з'являються проміжки значень, на яких можлива передача імпульсу $-2\hbar k$ ($-12,94\delta_{\text{гес}} < \delta_0 < -11,55\delta_{\text{гес}}$, $3,65\delta_{\text{гес}} < \delta_0 < 4,93\delta_{\text{гес}}$), $2\hbar k$ ($1,58\delta_{\text{гес}} < \delta_0 < 2,94\delta_{\text{гес}}$, $5,07\delta_{\text{гес}} < \delta_0 < 6,4\delta_{\text{гес}}$), і $8\hbar k$ ($15,85\delta_{\text{гес}} < \delta_0 < 16,15\delta_{\text{гес}}$). Також при деяких значеннях δ_0 можливе розщеплення атомного хвильового пакета на два. Наприклад, коли $\delta_0 = -16,23\delta_{\text{гес}}$ після взаємодії атома з полем світлових імпульсів початковий хвильовий пакет з нульовим імпульсом розщеплюється на два: з імпульсом $0\hbar k$ та з імпульсом $-8\hbar k$. Поділу хвильового паке-

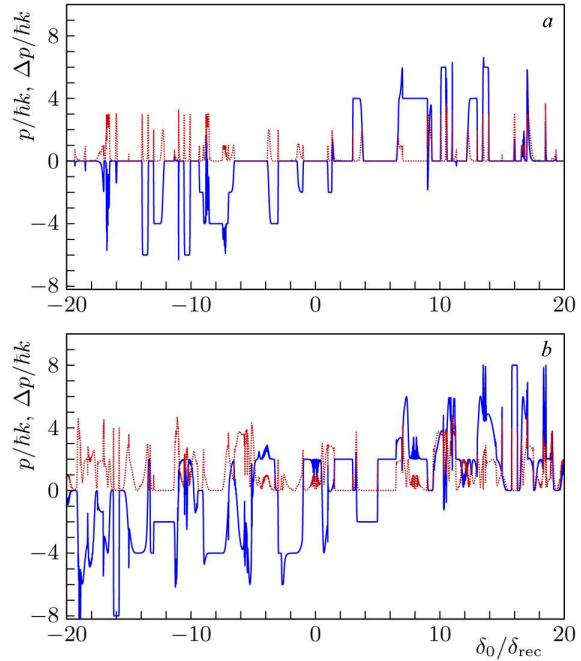


Рис. 5. Переданий атому середній імпульс (суцільна крива) та середньоквадратичне відхилення переданого імпульсу від його середнього значення (пунктир) залежно від середнього розладнання несучих частот світлових імпульсів від двофотонного резонансу. На початку взаємодії з полем атом перебуває в стані з нульовим імпульсом. Тривалість всіх імпульсів однакова і становить $\tau = 400\pi/\delta_{\text{гес}}$, $t_{d1} = t_{d3} = 0,175$, $t_{d2} = t_{d4} = -0,175$. Різниця двофотонних розладнань 1, 3 та 2, 4 пар імпульсів дорівнює $\delta = 10\delta_{\text{гес}}$, $\varphi = 0$. $R_0 = 4\delta_{\text{гес}}$ (a), $R_0 = 10\delta_{\text{гес}}$ (b)

та на два ні коли $\delta_0 = -8\delta_{\text{гес}} \pm \frac{1}{2}\delta$ чи $\delta_0 = 8\delta_{\text{гес}} \pm \frac{1}{2}\delta$, ні коли $\delta_0 = -16\delta_{\text{гес}} + \frac{1}{2}\delta$ чи $\delta_0 = 8\delta_{\text{гес}} - \frac{1}{2}\delta$ не спостерігається. Звісно, сказане стосується лише залежностей переданого атому імпульсу та його дисперсії від δ_0 у разі значень параметрів взаємодії атома з полем, які відповідають рис. 5, *b*.

На рис. 5 видно ділянки, що відповідають поверненню атома в початковий стан після взаємодії з полем (coherent population return, теж адиабатичний процес) – на них переданий атому імпульс і його середньоквадратичне відхилення від середнього значення дорівнюють нулю.

4.2.3. Стійкість бреггівських переходів відносно варіації різниці δ двофотонних розладнань світлових імпульсів

Рис. 6 ілюструє стійкість відносно варіації різниці δ бреггівських двофотонних розладнань пар 1, 3

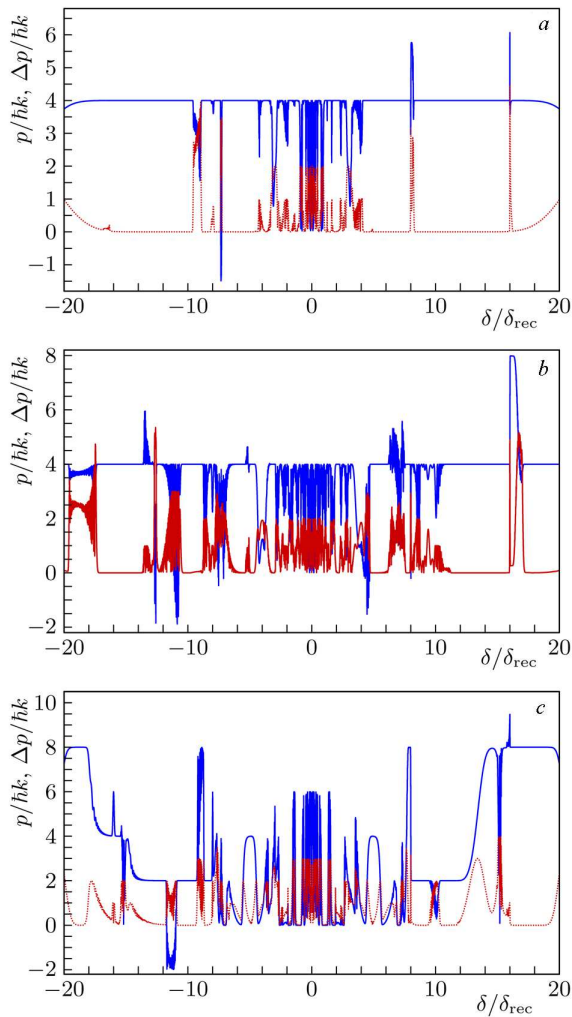


Рис. 6. Переданий атому середній імпульс (суцільна крива) та середньоквадратичне відхилення переданого імпульсу від його середнього значення (пунктир) залежно від різниці розладнань δ 1, 3 та 2, 4 пар імпульсів відносно двофотонного резонансу. На початку взаємодії з полем атом перебуває в стані з нульовим імпульсом. Тривалість всіх імпульсів однакова і становить $\tau = 400\pi/\delta_{\text{rec}}$, $t_{d1} = t_{d3} = 0,175$, $t_{d2} = t_{d4} = -0,175$. Середнє двофотонне розладнання пар 1, 3 та 2, 4 імпульсів дорівнює $\delta_0 = 8\delta_{\text{rec}}$ (a, b) та $\delta_0 = 12\delta_{\text{rec}}$ (c). Значення R_0 становлять (a) $4\delta_{\text{rec}}$, (b, c) $10\delta_{\text{rec}}$; $\varphi = 0$

та 2, 4 світлових імпульсів. Частина (a) та (b) показують стійкість чотирифотонних переходів для двофотонних частот Рабі $R_0 = 4\delta_{\text{rec}}$ і $R_0 = 10\delta_{\text{rec}}$; зокрема, вони демонструють, що висока частота Рабі – не найкращий шлях досягнення стійкості бреггівських переходів. Наведені у частині (c) рисунку залежності середнього переданого атому ім-

пульсу p та його середньоквадратичного відхилення Δp від середнього значення обчислені з метою побачити, чи можна, змінюючи δ при $\delta_0 = 12\delta_{\text{rec}}$ та $R_0 = 4\delta_{\text{rec}}$, знайти інтервал δ , на якому шести-фотонний бреггівський перехід стійкий відносно зміни цього параметра; як видно, такого інтервалу не виявилось, натомість встановлено, що настроювання δ_0 на область шестифотонного резонансу у разі відповідних значень δ може призвести до восьмифотонного бреггівського переходу, див. інтервали $[-18,92\delta_{\text{rec}}, -18,45\delta_{\text{rec}}]$ і $[16,15\delta_{\text{rec}}, 18,92\delta_{\text{rec}}]$ на рис. 6, c. На цьому ж рисунку є інтервали, де можуть спостерігатися стійкі відносно варіації δ двофотонні бреггівські переходи.

Наведені на рис. 6 залежності подібно до рис. 5 мають особливості, частину з яких можна передбачити, якщо взяти до уваги, що атом перебуває у полі зустрічних імпульсів з несучими частотами $\delta_0 \pm \frac{1}{2}\delta$. Це означає, що одна із пар світлових імпульсів резонансна до двофотонного ($\delta = \pm 8\delta_{\text{rec}}$), чотирифотонного ($\delta = 0$), шестифотонного ($\delta = \pm 8\delta_{\text{rec}}$) та восьмифотонного ($\delta = \pm 16\delta_{\text{rec}}$) бреггівських переходів (рис. 6, a, b) і до двофотонного ($\delta = \pm 16\delta_{\text{rec}}$), чотирифотонного ($\delta = \pm 8\delta_{\text{rec}}$), шестифотонного ($\delta = 0$) та восьмифотонного ($\delta = \pm 8\delta_{\text{rec}}$) бреггівських переходів (рис. 6, c). Інші особливості імовірно пов'язані з неадиабатичністю взаємодії атома з полем. Це ілюструє рис. 7, на якому наведено залежність населеності станів з імпульсом $2\hbar k$ (пунктир) та $4\hbar k$ (суцільна крива) від різниці розладнань δ для 1, 3 та 2, 4 пар імпульсів від двофотонного резонансу в межах інтервалу $10\delta_{\text{rec}} < \delta < 12\delta_{\text{rec}}$, який відповідає плато на рис. 6, b та ділянці з осциляціями поблизу нього. Як і на попередніх рисунках, графіки на рис. 6 побудовано для випадку $\varphi = 0$. Для інших значень φ , особливо на ділянках плато і поблизу них, графіки мають такий же вигляд принаймні з точністю до семи знаків після коми за винятком дуже невеликого набору параметрів, де є помітна залежність від φ , переважно коли $|\delta| < \delta_{\text{rec}}$.

На відміну від рис. 6, на рис. 7 наведено залежності від δ населеності станів з певним імпульсом, а не середнього імпульсу та його середньоквадратичного відхилення від середнього значення. Випадки (a), (b) і (c) відповідають різним тривалостям імпульсів: (a) – $\tau = 100\pi/\delta_{\text{rec}}$, (b) – $200\pi/\delta_{\text{rec}}$ та (c) – $400\pi/\delta_{\text{rec}}$. Як бачимо, поблизу плато кінцевий стан атома після взаємодії з полем – суперпо-

зиція станів з імпульсом $2\hbar k$ та $4\hbar k$, яка осцилює зі зміною δ . Таку поведінку населеностей імпульсних станів можна інтерпретувати так. Зміна параметрів взаємодії атома з полем, зокрема і δ , призводить до зміни енергій адиабатичних станів атома. Якщо ці енергії досить далекі одна від одної, атом перебуває в одному з адиабатичних станів, пов'язаних на початку взаємодії атома з полем зі станом з нульовим імпульсом, а в кінці взаємодії – із імпульсом $4\hbar k$. Зі зміною δ власні значення цього адиабатичного стану у певні моменти часу зближується із власними значеннями адиабатичного стану, який у кінці взаємодії атома з полем відповідає імпульсу $2\hbar k$. Якщо їхня різниця досить велика, атом перебуває в одному адиабатичному стані. З її зменшенням відбуваються переходи Ландау–Зінера [17, 18] між адиабатичними станами. Імовірність цих переходів зростає зі зменшенням часу перебування атома поблизу переходу Ландау–Зінера, тобто зі зменшенням тривалості імпульсу. Дійсно, з порівняння рис. 7, *a*, 7, *b* і 7, *c* ми бачимо, що початок плато зі зростанням τ зсувається в сторону менших δ , тобто ділянка адиабатичної взаємодії атома з полем розширюється відповідно до зменшення імовірності переходів Ландау–Зінера.

Наявність осциляцій говорить про інтерференцію складових атомного пакета при переході Ландау–Зінера. Це означає, що хвильовий пакет, який відповідає атому з нульовим імпульсом, був розділений на два коли власні значення адиабатичних станів зближуються, а з часом, коли з часом досягається наступний перехід Ландау–Зінера кожна з його частин розділилася на дві, спільні для обох адиабатичних станів, з подальшою інтерференцією попарно складових, які відповідають імпульсам $4\hbar k$ та $2\hbar k$.

Під час еволюції атомного хвильового пакета між моментами часу від початкового зближення власних значень до кінцевого кожна із складових суперпозиції двох станів набуває певної фази. Різниця фаз цих станів становить величину порядку

$$\Delta\varphi \approx \frac{S}{\hbar}\tau, \quad (22)$$

де S – середня різниця власних значень адиабатичних станів. Саме ця фаза і відповідає за інтерференцію адиабатичних станів атома. Як видно з рівняння (22), у разі невеликої зміни δ і пов'язаної з нею невеликої зміни різниці власних значень ади-

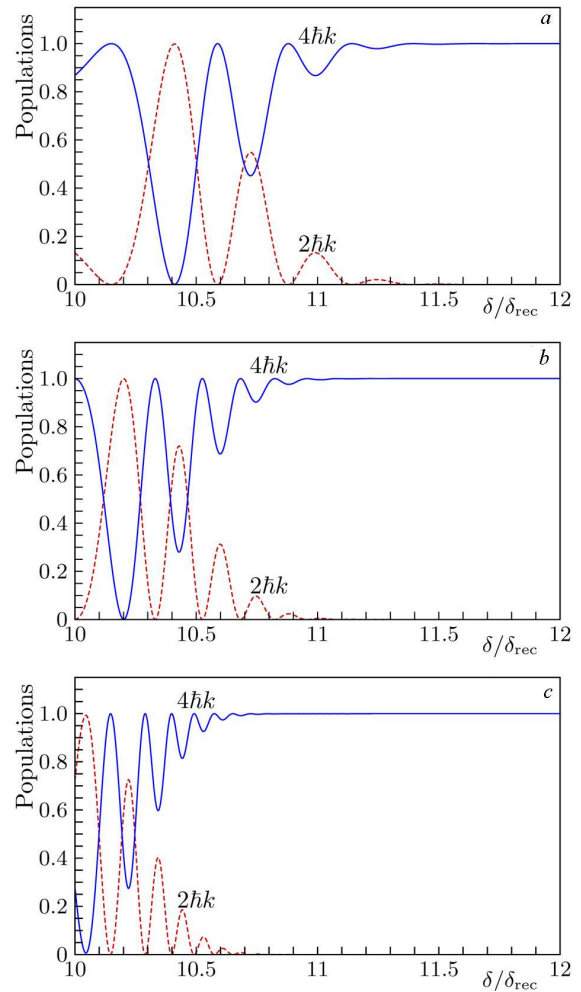


Рис. 7. Населеності станів з імпульсами $4\hbar k$ (суцільна крива) та $2\hbar k$ (пунктир) залежно від різниці розладнань δ пар 1, 3 та 2, 4 пар імпульсів відносно двофотонного резонансу. На початку взаємодії з полем атом перебуває в стані з нульовим імпульсом. Тривалість імпульсів однакова і становить $\tau = 100\pi/\delta_{\text{rec}}$ (*a*), $\tau = 200\pi/\delta_{\text{rec}}$ (*b*) та $\tau = 400\pi/\delta_{\text{rec}}$ (*c*). Затримка між парами імпульсів становить $0,35\tau$ ($t_{d1} = t_{d3} = 0,175$, $t_{d2} = t_{d4} = -0,175$). Середнє двофотонне розладнання пар 1, 3 та 2, 4 імпульсів дорівнює $\delta_0 = 8\delta_{\text{rec}}$, $R_0 = 10\delta_{\text{rec}}$, $\varphi = 0$

абатичних станів різниця фаз імпульсних складових хвильового пакета перед другим зближенням власних значень і розщепленням кожного з них на два при переході Ландау–Зінера може бути значною за рахунок великої тривалості τ світлових імпульсів. У результаті розподіл атомів за імпульсами після закінчення взаємодії з полем стає більш

чутливим до δ – ми це і бачимо на рис. 7 – коли збільшується тривалість імпульсу населеності станів з імпульсами $2\hbar k$ і $4\hbar k$ осцилюють частіше.

З рис. 7 видно, що поблизу плато результат взаємодії атома з полем – суперпозиція станів з імпульсом $2\hbar k$ і $4\hbar k$, на плато маємо атоми з імпульсом $4\hbar k$. Це говорить про те, що атоми в адиабатичному стані, близькому до того, що пов'язує стан з нульовим імпульсом до взаємодії атома з полем зі станом з імпульсом $4\hbar k$, після взаємодії з полем мали б мати імпульс $2\hbar k$. Чисельні розрахунки показують, що, для параметрів, які відповідають рис. 7, а, але з початковим імпульсом атома $2\hbar k$, з точністю проведених розрахунків залежності населеності стану з імпульсом $2\hbar k$ і $4\hbar k$ від δ мають такий самий вигляд, якщо замінити $2\hbar k \leftrightarrow 4\hbar k$. Таким чином, у разі взаємодії атома в початковому стані з нульовим імпульсом з полем принаймі в наведеній на рис. 7 сукупності параметрів можливі переходи Ландау–Зінера між адиабатичним станом, що пов'язує стан з нульовим імпульсом атома на початку його взаємодії з полем зі станом $4\hbar k$ після взаємодії, та адиабатичним станом, який відповідає імпульсу $2\hbar k$ як до, так і після взаємодії атома з полем. Звідси випливає, що для початкового атомного хвильового пакета вигляді суперпозиції станів з імпульсами $0\hbar k$ і $2\hbar k$ населеність імпульсних компонент кінцевого стану залежатиме від різниці фаз імпульсних компонент початкового стану, що може бути використано для визначення різниці фаз у атомних інтерферометрах, як це описувалося раніше для випадку дворівневого атома у полі двох зустрічних світлових імпульсів [19].

Згідно з наведеними результатами, зі скороченням тривалості світлових імпульсів зменшуються і ширини плато, які відповідають межах стійкості переданого атому імпульсу у разі бреггівського розсіювання відносно того чи іншого параметру. Проте навіть за значно коротших, ніж використані нами для побудови графіків на рис. 7, тривалостях світлових імпульсів, все ж зберігаються платоподібні області на залежностях переданого атому імпульсу чи населеностей імпульсних станів від параметрів взаємодії атомів з полем світлових імпульсів. Наприклад, коли параметри відповідають рис. 6, а, але з $\tau = 40\pi/\delta_{\text{гес}}$, стійка відносно зміни δ передача атому імпульсу $4\hbar k$ можлива на інтервалах $-6,99\delta_{\text{гес}} < \delta < -5,72\delta_{\text{гес}}$, $5,72\delta_{\text{гес}} < \delta < 7,66\delta_{\text{гес}}$, а залежності переданого атому ім-

пульсу і його середньоквадратичного відхилення від середнього значення, зображені на рис. 6, b близькі до таких же і у випадку $\tau = 100/\delta_{\text{гес}}$.

4.2.4. Стійкість бреггівських переходів відносно варіації затримки між парами світлових імпульсів

Ще один параметр, який впливає на передачу атому імпульсу у випадку бреггівських переходів – затримка між світловими імпульсами. Ми тут обмежимося найбільш природним випадком, коли імпульси попарно збігаються у часі, забезпечуючи двофотонний перехід, і, крім того, тривалість усіх імпульсів однакова. На рис. 8 показано, як змінюється переданий атому середній імпульс і його середньоквадратичне відхилення від середнього значення залежно від безрозмірної затримки між імпульсами. Для всіх кривих обрано $\delta = 10\delta_{\text{гес}}$, а значення δ_0 обиралося так, щоб воно відповідало двофотонному, чотирифотонному, шестифотонному і восьмифотонному бреггівським переходам для випадку двох світлових імпульсів. Вертикальною штрихованою прямою показана затримка ($t_{d1} - t_{d2} = t_{d3} - t_{d4} = 0,35\tau$) між парами світлових імпульсів, для якої виконані розрахунки в роботі. Рис. 8 корелює з рис. 5 – і на одному, і на другому у разі затримки між парами імпульсів $0,35\tau$ спостерігаються двофотонні та восьмифотонні переходи, і на одному, і на другому при такій затримці переходи чотирифотонні і шестифотонні відсутні. Водночас, змінивши затримку між парами імпульсів в той чи інший бік, можна спостерігати чотирифотонні переходи, а шестифотонні (коли обрано значення $\delta = 10\delta_{\text{гес}}$ і $\delta_0 = 12\delta_{\text{гес}}$) – ні. Це означає, що варіації одного з параметрів, які описують взаємодію атома із полем світлових імпульсів, може бути недостатньо, щоб реалізувати бреггівський перехід бажаного порядку – необхідний правильний вибір сукупності параметрів. Так, шестифотонний перехід, як вказувалося вище, відображено на рис. 5, а.

Ми проілюстрували стійкість передачі атому певного імпульсу у випадку бреггівських переходів у полі двох зустрічних пар світлових імпульсів відносно варіації параметрів взаємодії атом – поле. Тепер покажемо, як бреггівські переходи можна використовувати як розщеплювач атомного хвильового пакета на два та як атомне дзеркало, що змінює імпульс атома на протилежний.

4.2.5. Розщеплення атомного хвильового пакета

У роботі [2], в якій досліджувалася передача атому механічного імпульсу у полі зустрічних світлових імпульсів, було показано, що атомний пакет ділиться навпіл, якщо несуча частота одного зі світлових імпульсів резонансна до частоти переходу в атомі. Для бреггівських переходів таке ж розщеплення хвильового пакета можливе, якщо резонансна до частоти бреггівського переходу різниця частот однієї з пар світлових імпульсів. Крім того, як ми зауважили описуючи рис. 5, поділ пакета на два для бреггівських переходів можливий для інших значень δ_0 .

На рис. 9 показано, як змінюється розподіл атомного хвильового пакета за імпульсами, коли різниця несучих частот тієї чи іншої пари світлових імпульсів відповідає чотирифотонному переходу. Спочатку атом перебував у стані з нульовим імпульсом. Як видно, для більшості множини значень δ на інтервалі від нуля до $10\delta_{\text{rec}}$ у результаті взаємодії з полем маємо розщеплення атомного хвильового пакета на два, з нульовим імпульсом (яким він і був до взаємодії) і імпульсом $4\hbar k$. Окрім того, у випадку (a), коли резонансна до бреггівського переходу пара імпульсів останнього взаємодіє з атомом, з певними значеннями δ після закінчення взаємодії атома з полем він може перебувати у стані з імпульсом $2\hbar k$ та у вузьких інтервалах значень у станах з нульовим імпульсом чи імпульсом $4\hbar k$. У протилежному випадку, коли резонансна до бреггівського переходу пара імпульсів першою взаємодіє з полем, крім поділу атомного хвильового пакета на два з нульовим імпульсом та імпульсом $4\hbar k$, на невеликій множині значень δ можливе розщеплення атомного хвильового пакета на два пакети з нульовим імпульсом та імпульсами $2\hbar k$ чи $-2\hbar k$ або два пакети з імпульсами $2\hbar k$ та $4\hbar k$. Крім того, можливими результатами взаємодії атома з полем на малій множині значень δ є атом у стані з нульовим імпульсом чи імпульсом $4\hbar k$.

Зазначимо, що коли $\delta = 8\delta_{\text{rec}}$ маємо особливість, не помітну на рис. 9. Для рис. 9, b населеності станів з імпульсами $0\hbar k$ і $4\hbar k$ у цій точці ($\delta_0 = 4\delta_{\text{rec}}$, $\delta = 8\delta_{\text{rec}}$) однакові з точністю до п'яти знаків, 0,39747, але помітно відмінні від 0,5. Для рис. 9, a населеності станів з імпульсами $0\hbar k$ і $4\hbar k$ у цій точці ($\delta_0 = 12\delta_{\text{rec}}$, $\delta = 8\delta_{\text{rec}}$) різні – населеність стану

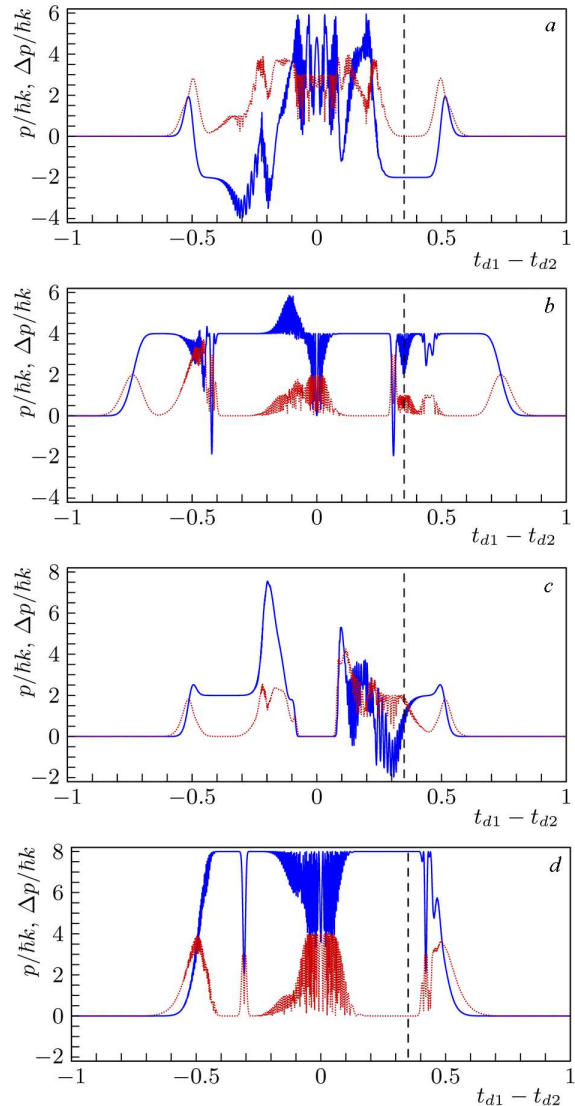


Рис. 8. Переданий атому середній імпульс (суцільна крива) та середньоквадратичне відхилення переданого імпульсу від його середнього значення (пунктир) залежно від затримки між імпульсами. На початку взаємодії з полем атом перебуває в стані з нульовим імпульсом. Тривалість всіх імпульсів однакова і становить $\tau = 400\pi/\delta_{\text{rec}}$. Середнє двофотонне розладнання становить $\delta_0 = 4\delta_{\text{rec}}$ (a), $\delta_0 = 8\delta_{\text{rec}}$ (b), $\delta_0 = 12\delta_{\text{rec}}$ (c), $\delta_0 = 16\delta_{\text{rec}}$ (d). Різниця двофотонних розладнань 1, 3 та 2, 4 пар імпульсів дорівнює $\delta = 10\delta_{\text{rec}}$, $\varphi = 0$. Максимальне значення двофотонних частотот Рабі однакові і становлять $R_0 = 10\delta_{\text{rec}}$

з нульовим імпульсом з точністю до п'яти знаків складає 0,5, а населеність стану з імпульсом $4\hbar k$ всього 0,39753. Причина в резонансній взаємодії

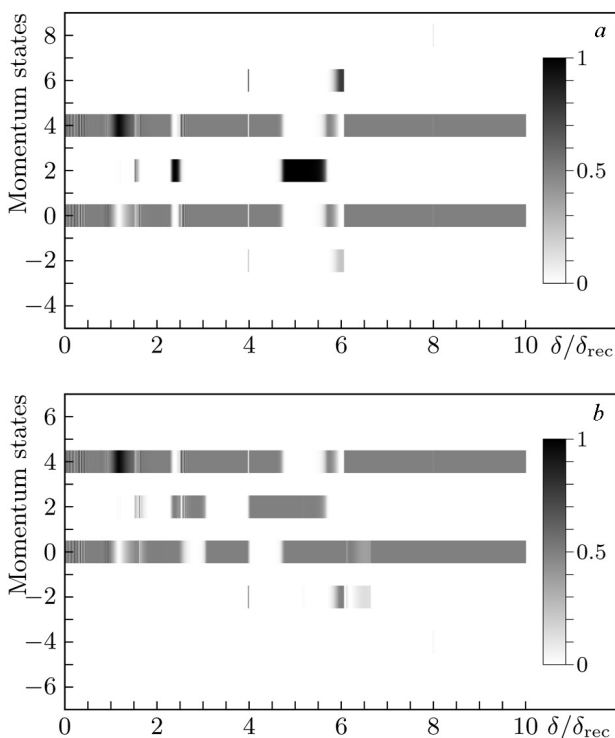


Рис. 9. Кінцеві населеності станів з різним імпульсом залежно від різниці двофотонних розладнань δ пар 1, 3 та 2, 4 світлових імпульсів для випадків, коли перша (а), $\delta_1 - \delta_3 = \delta_0 - \frac{1}{2}\delta = 8\delta_{\text{rec}}$ чи друга (б), $\delta_2 - \delta_4 = \delta_0 + \frac{1}{2}\delta = 8\delta_{\text{rec}}$ із цих пар перебувають у резонансі з бреггівським переходом зі стану атома з нульовим імпульсом у стан з імпульсом $4\hbar k$. Тривалість усіх імпульсів однакова і становить $\tau = 400\pi/\delta_{\text{rec}}$, $R_0 = 3\delta_{\text{rec}}$, $t_{d1} = t_{d3} = 0,175$, $t_{d2} = t_{d4} = -0,175$, $\varphi = 0$

атома з іншою парою світлових імпульсів; у випадку а – резонанс з восьмифотонним бреггівським переходом ($\delta_2 - \delta_4 = 16\delta_{\text{rec}}$) зі зміною імпульсу атома на $8\hbar k$, а у випадку б – несуча частота першого і третього імпульсу однакова, що відповідає бреггівському резонансу для переходу між станами з імпульсом $4\hbar k$ і $-4\hbar k$.

4.2.6. Дзеркало для атомів

До цього ми розглядали випадок, коли до початку взаємодії з полем мали нульову компоненту імпульсу вздовж напрямку поширення світлових імпульсів. Серед усіх випадків ненульової компоненти імпульсу атома вздовж цього напрямку для нас особливо цікаві ті, коли імпульс атома після вза-

ємодії з полем змінюється на протилежний, тобто світлові імпульси є дзеркалом для атомів. У випадку двох зустрічних світлових імпульсів з однаковою несучою частотою, що діють на атом, маємо осциляції Рабі, коли населеності початкового і кінцевого станів залежать від інтенсивності лазерного випромінювання і тривалості світлових імпульсів. Покажемо можливість стійкого відносно зміни параметрів світлових імпульсів 100 % відбиття атомів полем двох пар зустрічних імпульсів. Можна очікувати, що це матиме місце за нульового середнього двофотонного розладнання, $\delta_0 = 0$. Реально це може бути і не так – не завжди для δ_0 , які відповідали певному бреггівському переходу, ми його мали, наприклад, коли $\delta_0 = 12\delta_{\text{rec}}$ на рис. 5 шестифотонного переходу немає. І навпаки, той же шестифотонний перехід можна бачити для інших значень δ_0 на цьому ж рисунку.

На рис. 10 показано населеність станів з різним імпульсом атома після його взаємодії з двома парами зустрічних імпульсів від їхньої максимальної двофотонної частоти Рабі. Різниця двофотонних розладнань пар 1, 3 та 2, 4 світлових імпульсів складає $\delta = 5\delta_{\text{rec}}$, середнє двофотонне розладнання $\delta_0 = 0$. Як видно з рисунка, є інтервал значень R_0 , де поле імпульсів є дзеркалом як для атомів з початковим імпульсом $-2\hbar k$ (чотирифотонний перехід), так і для атомів імпульсом $-4\hbar k$. Водночас у всьому діапазоні значень R_0 дзеркало для атомів з імпульсом $-3\hbar k$ не реалізується, натомість ми маємо непружне відбивання таких атомів із підсумковим імпульсом $1\hbar k$ (чотирифотонний перехід) у діапазоні значень $9,522\delta_{\text{rec}} < R_0 < 10,824\delta_{\text{rec}}$ (на рівні 0,99 і вище) та $5\hbar k$ (восьмифотонний перехід) у діапазоні значень $21,84\delta_{\text{rec}} < R_0 < 21,90\delta_{\text{rec}}$ (на рівні 0,99 і вище).

На рис. 11 показано, як із часом змінюється розподіл хвильового пакета за імпульсами у випадку, коли спостерігається стійке до варіації R_0 100% дзеркальне відбивання атомного хвильового пакета полем двох пар зустрічних імпульсів (а) і коли цього немає (б). Параметри розрахунку відповідають рис. 10, с для $R_0 = 10\delta_{\text{rec}}$ (рис. 11, а) і для $R_0 = 20\delta_{\text{rec}}$ (рис. 11, б). Поведінка населеностей зі зміною часу на рис. 11, а цілком відповідає загальній картині адиабатичного процесу, коли на початку і в кінці взаємодії атома з полем адиабатичний стан відповідає стану атома з певним імпульсом, тоді як під час такої взаємодії адиабатичний

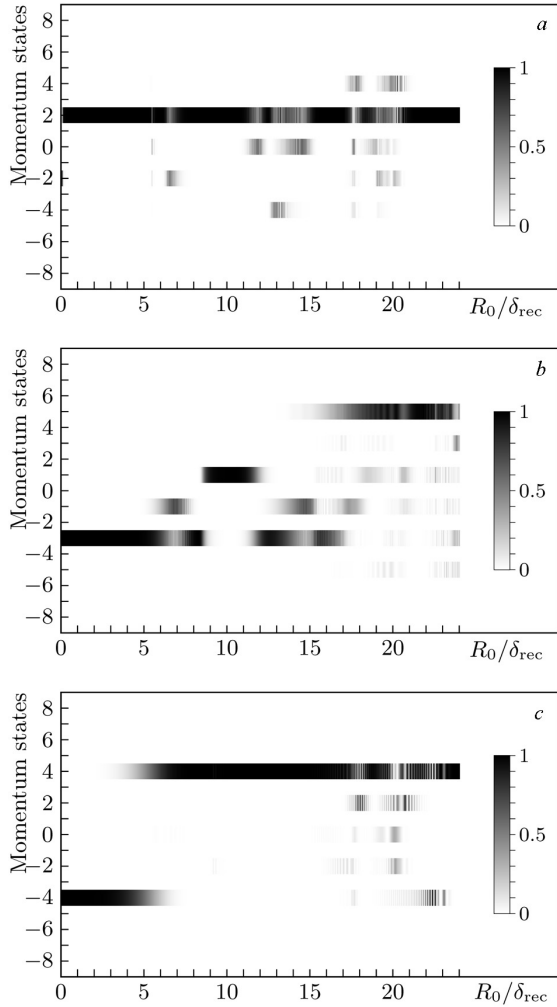


Рис. 10. Кінцеві населеності станів з різним імпульсом залежно від максимального значення R_0 двофотонних частот Рабі $\sqrt{R_1 R_3}$, $\sqrt{R_2 R_4}$ для середнього двофотонного розладнання $\delta_0 = 0$ пар світлових імпульсів для випадків, коли до початковий імпульс атома складав $-2\hbar k$ (a), $-3\hbar k$ (b), $-4\hbar k$ (c). Тривалість світлових імпульсів становить $\tau = 400\pi/\delta_{\text{rec}}$, різниця двофотонних розладнань пар імпульсів $\delta = 5\delta_{\text{rec}}$, $t_{d1} = t_{d3} = 0,175$, $t_{d2} = t_{d4} = -0,175$

стан – суперпозиція станів з різними імпульсами. Рис. 11, b свідчить про те, що взаємодія атома з полем у цьому разі неадиабатична.

4.2.7. Оцінка тривалості імпульсів та інтенсивності лазерного випромінювання

а. Рубідій. Розглядаємо перехід $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ в ^{85}Rb з довжиною хвилі $\lambda = 780,24$ нм. Час спонтанного випромінювання $\tau_{\text{sp}} = 26,63$ нс, швидкість

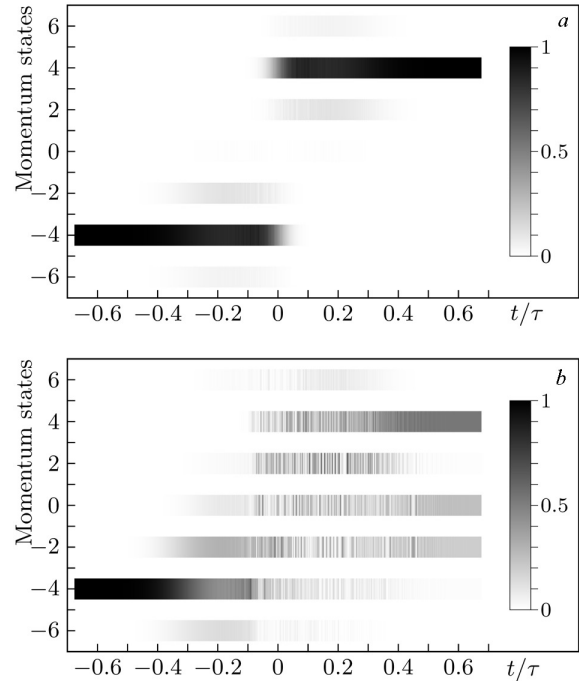


Рис. 11. Часова залежність населеності станів атома з різним імпульсом для $R_0 = 10\delta_{\text{rec}}$ (a) та $R_0 = 20\delta_{\text{rec}}$ (b). Початковий імпульс атома становив $-4\hbar k$, $\delta = 5\delta_{\text{rec}}$, $\delta_0 = 0$, $\tau = 400\pi/\delta_{\text{rec}}$, $t_{d1} = t_{d3} = 0,175$, $t_{d2} = t_{d4} = -0,175$

спонтанного випромінювання $\gamma/2\pi = 5,98$ МГц, $\delta_{\text{rec}} = \hbar k^2/(2M) = 2\pi \cdot 3,86$ кГц, інтенсивність насичення переходу $I_{\text{sat}} = 1,64$ мВт/см² [20].

Коли $R_0 \approx 10\delta_{\text{rec}} = 2\pi \cdot 38,6$ кГц і $\Delta_{13} = 2\pi \cdot 50$ ГГц з (13) маємо $\Omega_{10} = 2\pi \cdot 62$ МГц. Це дає з (9) оцінку максимальної населеності збудженого стану $|b_{e,n}^{(1,3)}|^2 \sim 3,9 \cdot 10^{-7}$. За тривалості імпульсу $\tau = 100\pi/\delta_{\text{rec}} = 13$ мс критерій (8) набуває вигляду $0,18 \ll 1$. Для його посилення слід збільшити інтенсивність світлових імпульсів та розладнання Δ_{13} відносно резонансу. Виходячи із зв'язку інтенсивності лазерного випромінювання із частотою Рабі

$$\Omega_{10} = \frac{1}{\tau_{\text{sp}}} \sqrt{\frac{I}{2I_{\text{sat}}}}, \quad (23)$$

знаходимо інтенсивність лазерного випромінювання у максимумі імпульсу $I = 2I_{\text{sat}}(\Omega_{10}\tau_{\text{sp}})^2 = 0,35$ Вт/см².

б. Стронцій. Розглядаємо слабкий інтеркомбінаційний перехід $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ в ^{88}Sr з довжиною хвилі $\lambda = 689$ нм. Час спонтанного випроміню-

вання $\tau_{sp} = 21,6$ мкс, швидкість спонтанного випромінювання $\gamma/2\pi = 7,4$ кГц, $\delta_{rec} = \hbar k^2/(2M) = 2\pi \cdot 4,7$ кГц, інтенсивність насичення переходу $I_{sat} = 3$ мкВт/см² [21–23].

Коли $R_0 \approx 10\delta_{rec} = 2\pi \cdot 47$ кГц і $\Delta_{13} = 2\pi \times 500$ МГц з (13) маємо $\Omega_{10} = 2\pi \cdot 6,8$ МГц. Це дає з (9) оцінку максимальної населеності збудженого стану $|b_{e,n}^{(1,3)}|^2 \sim 4,7 \cdot 10^{-5}$. За тривалості імпульсу $\tau = 100\pi/\delta_{rec} = 10$ мс критерій (8) набуває вигляду $0,023 \ll 1$. Для його посилення слід збільшити інтенсивність світлових імпульсів та розладнання Δ_{13} відносно резонансу. Виходячи зі зв'язку інтенсивності лазерного випромінювання із частотою Рабі (23), знаходимо інтенсивність лазерного випромінювання у максимумі імпульсу $I = 2I_{sat}(\Omega_{10}\tau_{sp})^2 = 5,2$ Вт/см².

5. Висновки

Проведене дослідження демонструє стійкість бреггівських переходів відносно варіації параметрів взаємодії атома з полем двох пар зустрічних світлових імпульсів із різними несучими частотами. Установлено що:

- Нижню межу тривалості світлових імпульсів, за якої ще можна спостерігати бреггівські переходи, стійкі до варіації параметрів світлових імпульсів, можна оцінити величиною порядку $40\text{--}100 \delta_{rec}^{-1}$.
- Не можна стверджувати, що збільшення інтенсивності лазерних світлових імпульсів у бреггівських переходах завжди розширює можливості передачі атому імпульсу, стійкої до варіації параметрів взаємодії атома з полем.
- За належного налаштування несучих частот світлових імпульсів відносно бреггівського резонансу можливе розщеплення монохроматичного атомного хвильового пакета на дві компоненти з різними імпульсами однакової амплітуди.
- Дзеркало для атомів, реалізоване на основі їхньої взаємодії з полем двох пар зустрічних світлових імпульсів із різними несучими частотами, може забезпечувати майже 100% селективне за імпульсом дзеркальне відбивання за відповідного підбору параметрів взаємодії атома з полем.
- Порівняння чисельних оцінок інтенсивності лазерних імпульсів та їхньої тривалості для бреггівських переходів в рубіді і стронції (слабкий інтеркомбінаційний перехід) показує, що при схожих вимогах для двофотонної частоти Рабі, у випадку

інтеркомбінаційного переходу втрати на спонтанне випромінювання приблизно на порядок менші, необхідна інтенсивність лазерного випромінювання на порядок вища. Водночас для реалізації бреггівських переходів у полі зустрічних пар світлових хвиль розладнання відносно однофотонного резонансу може бути на два порядки меншим.

Таким чином, взаємодія атома з полем двох пар зустрічних імпульсів із різними несучими частотами є ще одним методом керування рухом атомів, який може забезпечувати як передачу атому заданого імпульсу, стійку відносно варіації параметрів його взаємодії з полем, так і реалізацію на цій основі розщеплювачів атомних хвильових пакетів та селективних лазерних дзеркал — необхідних інструментів атомної оптики.

Роботу виконано за темою 1.4. В/210 “Генерація висококогерентних лазерних полів, розробка методів і засобів керування їхніми характеристиками та дослідження квантових ефектів у взаємодії атомів, молекул, нано- та мікрочастинок з лазерними полями з контрольованими параметрами” Національної академії наук України.

1. L. Allen, J.H. Eberly. *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (John Wiley & Sons, 1975).
2. V.I. Romanenko, L.P. Yatsenko. Scattering of atoms in a bichromatic field of oppositely propagating light pulses. *J. Experimental and Theor. Phys.* **90**, 407 (2000).
3. G. Demeter, G.P. Djotyan, Z. Sörlei, J.S. Bakos. Mechanical effect of retroreflected frequency chirped laser pulses on two-level atoms. *Phys. Rev. A* **74**, 013401 (2006).
4. V.I. Romanenko, L.P. Yatsenko. Coherent momentum transfer due to interaction between three-level atoms and counterpropagating laser pulses. *J. Experimental and Theor. Phys.* **100**, 242 (2005).
5. D.M. Giltner, R.W. McGowan, S.A. Lee. Theoretical and experimental study of the Bragg scattering light wave. *Phys. Rev. A* **52**, 3966 (1995).
6. T. Kovachy, S.-w. Chiow, M.A. Kasevich. Adiabatic-rapid-passage multiphoton Bragg atom optics. *Phys. Rev. A* **86**, 011606 (2012).
7. J. Dalibard, Y. Castin, K. Mølmer. Wave-function approach to dissipative processes in quantum optics. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 580 (1992).
8. K. Mølmer, Y. Castin, J. Dalibard. Monte Carlo wave-function method in quantum optics. *JOSA B* **10**, 524 (1993).
9. B. Shore. *The Theory of Coherent Atomic Excitation*, Vol. 1 (Wiley, 1990).
10. V.I. Romanenko. Stimulated Raman adiabatic passage in phase-fluctuating fields. *Ukr. J. Phys.* **51**, 1054 (2006).

11. S. Guérin, L.P. Yatsenko, H.R. Jauslin. Dynamical resonances and the topology of the multiphoton adiabatic passage. *Phys. Rev. A* **63**, 031403 (2001).
12. S. Guérin, H.R. Jauslin. *Control of Quantum Dynamics by Laser Pulses: Adiabatic Floquet Theory* (John Wiley & Sons, Ltd, 2003) [ISBN: 9780471428022].
13. L.P. Yatsenko, B.W. Shore, N.V. Vitanov, K. Bergmann. Retroreflection-induced bichromatic adiabatic passage. *Phys. Rev. A* **68**, 043405 (2003).
14. G. Demeter, G.P. Djotyan. Multiphoton adiabatic passage for atom optics applications. *J. Opt. Soc. Am. B* **26**, 867 (2009).
15. K. Varga-Umbrich, J.S. Bakos, G.P. Djotyan, Z. Sörlei, G. Demeter, P.N. Ignácz, B. Ráczkevi, J. Szigeti, M.A. Kedves. Coherent manipulation of trapped Rb atoms by overlapping frequency-chirped laser pulses: Theory and experiment. *Eur. Phys. J. D* **76**, 70 (2022).
16. G. Louie, Z. Chen, T. Deshpande, T. Kovachy. Robust atom optics for Bragg atom interferometry. *New J. Phys.* **25**, 083017 (2023).
17. L.D. Landau. Zur Theorie der Energieübertragung II. *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion* **2**, 46 (1932).
18. C. Zener. Non-adiabatic crossing of energy levels. In: *Proc. of the Royal Society of London. Series A* **137**, 696 (1932).
19. V.I. Romanenko, N.V. Kornilovska, L.P. Yatsenko. Controlling atomic wave interference by counter-propagating light pulses of different carrier frequencies. *Eur. Phys. J. D* **79**, 9 (2025).
20. H.J. Metcalf, P. van der Straten. *Laser Cooling and Trapping, Graduate Texts in Contemporary Physics* (Springer, 1999) [ISBN: 978-0-387-98747-7, 978-0-387-98728-6].
21. H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, M. Kuwata-Gonokami. Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature. *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1116 (1999).
22. T. Ido, Y. Isoya, H. Katori. Optical-dipole trapping of Sr atoms at a high phase-space density. *Phys. Rev. A* **61**, 061403(R) (2000).
23. A.D. Ludlow, M.M. Boyd, J. Ye, E. Peik, P.O. Schmidt. Optical atomic clocks. *Rev. Mod. Phys.* **87**, 637 (2015).

Одержано 22.12.25

V.I. Romanenko, L.P. Yatsenko

BRAGG SCATTERING OF ATOMS
BY COUNTER-PROPAGATING LIGHT PULSES
ROBUST TO VARIATIONS OF PULSE AREAS

Bragg transitions of a two-level atom in the field of two pairs of counter-propagating light pulses with different carrier frequencies have been studied theoretically. Bragg transitions are treated as coherent multiphoton diffraction processes, in which, under an appropriate tuning to the Bragg resonance, the atomic momentum can change by $2n\hbar k$ in a single scattering event, whereas single-photon transitions are suppressed due to a large detuning from the resonance. It has been shown that in this configuration, the transition efficiency is practically independent of the pulse area, in contrast to the case of a single pair of pulses. The physical basis of this effect consists in an almost adiabatic interaction of the atom with the field, similarly to the interaction with temporally overlapping counter-propagating pulses with off-resonant carrier frequencies [V.I. Romanenko, L.P. Yatsenko. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **117**, 467 (2000); V.I. Romanenko, L.P. Yatsenko. *JETP* **90**, 407 (2000)]. The possibility of the momentum splitting of an atomic beam, which is robust with respect to variations of light intensity, and of the formation of selective laser mirrors has also been demonstrated. The proposed approach to control atomic motion can be applied to the study of interference phenomena in atomic optics.

Keywords: atomic optics, laser radiation, Bragg transition, light pressure.