

В.І. РОМАНЕНКО,¹ Н.В. КОРНІЛОВСЬКА,² Л.П. ЯЦЕНКО¹¹ Інститут фізики, НАН України

(Просп. Науки, 46, Київ 03028; e-mail: vr@iop.kiev.ua)

² Херсонський національний технічний університет

(Вул. Інститутська, 11, Хмельницький 29016)

СВІТЛОВИЙ ТИСК НА НАНОЧАСТИНКИ У ПОЛІ ЗУСТРІЧНИХ БІХРОМАТИЧНИХ ХВИЛЬ З ДОДАТКОВИМ КАНАЛОМ РЕЛАКСАЦІЇ НАСЕЛЕНОСТІ ЗБУДЖЕНОГО СТАНУ

УДК 539

Розглянуто силу світлового тиску на наночастинки, що містять домішки атомів або центри забарвлення, які резонансно взаємодіють з полем. Наявне кристалічне оточення у загальному випадку унеможливує формування дворівневої схеми взаємодії атома або центра забарвлення з полем завдяки зняттю заборони на частину переходів зі спонтанним випромінюванням. У результаті частина атомів перебуває у станах, які не взаємодіють з полем лазерного випромінювання, але які з часом релаксують до основного стану. Побудовано теорію, яка дозволяє розраховувати силу світлового тиску на атоми чи центр забарвлення (*i*, відповідно, на наночастинку, в якій вони перебувають) у залежності від параметрів їхньої взаємодії з полем та параметрів релаксації збудженого стану і проміжних станів. Для вивчення впливу різних факторів на силу світлового тиску розрахунки проведені для модельної сукупності параметрів, а також для параметрів, які визначають взаємодію тризарядних іонів ербію у допованих ним кристалах Y_2SiO_5 та центрів забарвлення, що виникають завдяки розташуванню атомів кремнію в дефектах кристала алмазу. Як виявилось, завдяки центрам забарвлення можна на кілька порядків підняти силу тиску світла на малі, значно менші за довжину хвилі, наночастинки.

Ключові слова: атоми, наночастинки, лазерне випромінювання, світловий тиск.

1. Вступ

Керування рухом атомів і малих частинок за допомогою лазерного випромінювання лежить в основі

Цитування: Романенко В.І., Корніловська Н.В., Яценко Л.П. Світловий тиск на наночастинки у полі зустрічних біхроматичних хвиль з додатковим каналом релаксації населеності збудженого стану. *Укр. фіз. журн.* **68**, № 4, 219 (2023).

Citation: Romanenko V.I., Kornilovska N.V., Yatsenko L.P. Light pressure on nanoparticles in the field of the counter-propagating bichromatic waves with an additional relaxation channel for the excited state population. *Ukr. J. Phys.* **68**, No. 4, 219 (2023). <https://doi.org/10.15407/ujpe68.4.219>.

ISSN 0372-400X. *Укр. фіз. журн.* 2023. Т. 68, № 4

новітніх технологій маніпуляції біологічними об'єктами [1, 2], на ньому базуються нові стандарти частоти [3, 4] та атомні гравіметри [5]. В основі маніпуляцій нанооб'єктами лазерним випромінюванням лежить сила світлового тиску, яка у найпростішому випадку взаємодії атома з біжучою монохроматичною хвилею може сягати [6, 7]:

$$F_{\text{rad}} = \frac{1}{2} \hbar k \gamma, \quad (1)$$

де γ – швидкість спонтанного випромінювання атома у збудженому стані, $k = 2\pi/\lambda$, λ – довжина хвилі лазерного випромінювання. Ця фунда-

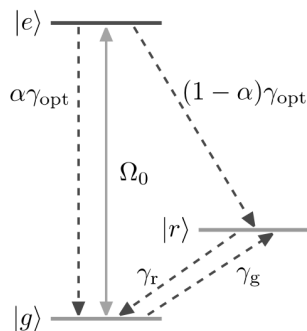


Рис. 1. Схема взаємодії резонансних до лазерного випромінювання атомів зі світлом

ментальна межа граничного світлового тиску на атоми у полі біжучої хвилі може бути перевищена, якщо на атом діють зустрічні хвилі. Зокрема це можуть бути послідовності зустрічних світлових π -імпульсів [8], зустрічні біхроматичні [9–14], частотно-модульовані [15], стохастичні [16] та інші зустрічні хвилі [14]. Крім формування сили світлового тиску, зустрічні хвилі можуть бути використані для утримання атомів у певній обмеженій ділянці простору (у пастці для атомів) [17–20].

В основі формування сили світлового тиску на атоми лежить можливість циклічної взаємодії атомів з полем, коли спонтанне випромінювання атома зі збудженого стану супроводжується переходом атома в основний стан. Це можливо завдяки тому, що правила відбору забороняють переходи в інші, неробочі стани. У випадку, коли атом перебуває у кристалічному оточенні, багато заборонених для вільного атома переходів стають можливими завдяки впливу поля кристалічної ґратки. У результаті дворівнева схема взаємодії атомів з полем стає неможливою. Перехід атома у стани, відмінні від основного і збудженого, з часом супроводжується його поверненням у основний стан. Аналогічним шляхом з лазерним випромінюванням взаємодіють центри забарвлення в кристалах, які виникають завдяки захопленню електронів дефектами кристалічної ґратки. Надалі, говорячи про взаємодію домішкових атомів у кристалах з полем лазерного випромінювання, маємо на увазі також взаємодію центрів забарвлення з лазерним випромінюванням. Як домішкові атоми, так і центри забарвлення будемо називати надалі “активними атомами” з огляду на їхню резонансну взаємодію з лазерним випромінюванням.

Наближено взаємодію активного атома з полем за наявності додаткового каналу релаксації можна описати трирівневою схемою, показаною на рис. 1. Тут $|e\rangle$ – збуджений стан активного атома, $|g\rangle$ – основний стан, $|r\rangle$ – сукупність станів, у які відбуваються переходи при спонтанному випромінюванні зі збудженого стану, α – імовірність переходу в стан $|g\rangle$ при випромінненні одного спонтанного фотона, γ_{opt} – швидкість спонтанного випромінювання зі збудженого стану, γ_g та γ_r – константи, що описують релаксацію населеностей станів $|g\rangle$ та $|r\rangle$, Ω_0 – частота Рабі, пропорційна напруженості електричного поля лазерного випромінювання (відповідає за взаємодію випромінювання з атомом).

Атом також характеризується ще однією швидкістю релаксації, γ_{coh} , не вказаною на рис. 1 – швидкістю релаксації когерентності (недіагонального елемента матриці густини, що пов’язує стани $|e\rangle$ та $|g\rangle$).

Частоти переходу активних атомів повинні мало відрізнятися з тим, щоб по можливості всі ці атоми резонансно взаємодіяли з полем. Лантаниди, завдяки можливості переходам між станами, що відносяться до внутрішніх електронних оболонок і енергії яких менш залежні від кристалічного оточення, є очевидними імовірними кандидатами для вивчення вимушеного світлового тиску на тверді тіла з включеннями активних атомів. Ще одним кандидатом на домішки в тверді тіла, які дозволяють значно збільшити силу світлового тиску, є центри забарвлення, у яких вплив кристалічного оточення на частоту переходу малий завдяки симетрії їхньої взаємодії з кристалічним оточенням. Приклади обох варіантів – лантанидів та центрів забарвлення – буде розглянуто в статті.

Структура статті така. В наступному розділі описано основні рівняння. Далі (розділ 3) показано, як будується розв’язок рівнянь для матриці густини та обчислюється сила світлового тиску на атом (чи тверде тіло, яке містить цей атом) у полі монохроматичної хвилі для трирівневої моделі атома. У четвертому розділі побудована теорія світлового тиску на трирівневий атом у полі зустрічних біхроматичних хвиль. У розділі “Результати та їх обговорення” викладено результати чисельних розрахунків залежності сили світлового тиску від низки параметрів, які описують атом та його взаємодію з полем, а також проведено розрахунки сили світлового поля зустрічних біхроматичних

хвиль на допований іонами ербію кристал Y_2SiO_5 . Тут “активні атоми” – іони ербію. Розглянуто також силу світлового тиску на наночастинки алмазу з домішками кремнію, завдяки яким формуються центри забарвлення із спектроскопічними характеристиками, що забезпечують досить велику силу світлового тиску на наночастинки. Завершує статтю розділ “Висновки”.

2. Основні рівняння

2.1. Електричне поле

Нехай в місці розташування атома в наночастинці напруженість електричного поля зустрічних хвиль з однаковими несучими частотами ω становить

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & \mathbf{E}_1(t) \cos[\omega t - kz + \phi_1] + \\ & + \mathbf{E}_2(t) \cos[\omega t + kz + \phi_2]. \end{aligned} \quad (2)$$

Тут \mathbf{E}_1 і \mathbf{E}_2 – у загальному випадку залежні від часу амплітуди напруженості поля зустрічних хвиль, ϕ_1 і ϕ_2 – фази зустрічних хвиль. Зв'язок електричного поля в точці розташування атома з полем поза межами наночастинки залежить від її форми, наприклад, напруженість поля E у сферичній наночастинці у випадку малого її розміру порівняно з довжиною хвилі пов'язано з полем E_{inc} у середовищі співвідношенням [21]

$$E = \frac{3n_2}{n_1 + 2n_2} E_{\text{inc}}, \quad (3)$$

де n_1 – показник заломлення матеріалу наночастинки, n_2 – показник заломлення середовища.

Для випадку однієї біжучої монохроматичної хвилі у рівнянні (2) $\mathbf{E}_2(t) = 0$, $\mathbf{E}_1(t) = \mathbf{E}_0$, $\phi_1 = 0$, так що

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - kz). \quad (4)$$

У випадку зустрічних біхроматичних хвиль маємо $\phi_1 = \phi_2 = 0$,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 = & \mathbf{E}_0 \cos\left(\delta t + \frac{1}{2}\varphi\right), \\ \mathbf{E}_2 = & \mathbf{E}_0 \cos\left(\delta t - \frac{1}{2}\varphi\right). \end{aligned} \quad (5)$$

Частоти монохроматичних компонент, з яких складаються біхроматичні хвилі, дорівнюють $\omega + \delta$

і $\omega - \delta$. Різниця фаз між зустрічними амплітудно-модульованими хвилями становить φ . Поле, що діє на атом, має вигляд:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - kz) \cos\left(\delta t + \frac{1}{2}\varphi\right) + \\ & + \mathbf{E}_0 \cos(\omega t + kz) \cos\left(\delta t - \frac{1}{2}\varphi\right). \end{aligned} \quad (6)$$

2.2. Рівняння для матриці густини

Рівняння для матриці густини, що описує доповані атоми або центри забарвлення в наночастинках, має вигляд:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho = [H, \rho] + R, \quad (7)$$

де H – гамільтоніан атома в полі лазерного випромінювання, а доданок R описує за релаксацію.

У гамільтоніані

$$H = \hbar\omega_a |e\rangle\langle e| + \hbar\omega_r |r\rangle\langle r| - \hat{\mathbf{d}} \mathbf{E}, \quad (8)$$

де ω_a – частота переходу в атомі (різниця енергій станів $|e\rangle$ і $|g\rangle$) на рис. 1), $\hbar\omega_r$ – енергія стану $|r\rangle$, $\hat{\mathbf{d}}$ – оператор дипольного моменту. У рівнянні (8) енергію стану $|g\rangle$ вважаємо нульовою і не враховуємо кінетичну енергію наночастинки з огляду на велику масу наночастинки, з якою пов'язаний атом.

Введемо відстроювання

$$\Delta = \omega_a - \omega \quad (9)$$

несучої частоти зустрічних хвиль від частоти резонансного переходу в атомі і перейдемо від базису “голих” станів $|g\rangle$, $|e\rangle$, $|r\rangle$ до обертового базису:

$$\begin{aligned} |\psi_g\rangle = & |g\rangle, \quad |\psi_e\rangle = e^{i(\omega_a - \Delta)t} |e\rangle, \\ |\psi_r\rangle = & e^{i(\omega_r - \Delta)t} |r\rangle. \end{aligned} \quad (10)$$

Матриця густини у базисі “голих” станів атома виражається через матрицю густини у обертовому базисі ρ так:

$$\begin{aligned} \rho_{gg} = & \rho_{gg}, \\ \rho_{ee} = & \rho_{ee}, \\ \rho_{ge} = & \rho_{ge} e^{i(\omega_a - \Delta)t}, \\ \rho_{eg} = & \rho_{eg} e^{-i(\omega_a - \Delta)t}, \\ \rho_{rr} = & \rho_{rr}. \end{aligned} \quad (11)$$

Перетворення недиагональних елементів, які включають стан $|r\rangle$, тут не наведено, оскільки вони несуттєві в нашій задачі. Тоді, підставляючи (8) і (11) в (7), маємо:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} &= \frac{1}{2} i \rho_{ge} (\tilde{\Omega}_1^* + \tilde{\Omega}_2^*) - \frac{1}{2} i \rho_{eg} (\tilde{\Omega}_1 + \tilde{\Omega}_2) + \\ &+ \gamma_{\text{opt}} \alpha \rho_{ee} + \gamma_r \rho_{rr} - \gamma_g \rho_{gg}, \\ \frac{\partial \rho_{ge}}{\partial t} &= \frac{1}{2} i (\tilde{\Omega}_1 + \tilde{\Omega}_2) (\rho_{gg} - \rho_{ee}) + \\ &+ (i\Delta - \gamma_{\text{coh}}) \rho_{ge}, \\ \frac{\partial \rho_{rr}}{\partial t} &= -\gamma_r \rho_{rr} + \gamma_g \rho_{gg} + \gamma_{\text{opt}} (1 - \alpha) \rho_{ee}, \\ \rho_{eg} &= \rho_{ge}^*, \quad \rho_{ee} = 1 - \rho_{gg} - \rho_{rr}. \end{aligned} \quad (12)$$

Тут введено комплексні частоти Рабі

$$\tilde{\Omega}_1 = \Omega_1 e^{i\phi_1 - ikvt - ikz}, \quad \tilde{\Omega}_2 = \Omega_1 e^{i\phi_2 + ikvt + ikz}, \quad (13)$$

де z – координата атома при $t = 0$ в лабораторній системі відліку, v – проекція швидкості атома на вісь z . Наявність швидкості атома призводить до доплерівського зсуву частот зустрічних хвиль, які “бачить” атом. Частоти Рабі Ω_1, Ω_2 визначаються як

$$\Omega_1 = -\frac{1}{\hbar} \mathbf{d}_{ge} \mathbf{E}_1, \quad \Omega_2 = -\frac{1}{\hbar} \mathbf{d}_{ge} \mathbf{E}_2. \quad (14)$$

За відсутності лазерного поля рівняння (12) дають рівноважні значення населеностей станів $|e\rangle, |g\rangle, |r\rangle$:

$$\rho_{gg} = \frac{\gamma_r}{\gamma_r + \gamma_g}, \quad \rho_{rr} = \frac{\gamma_g}{\gamma_r + \gamma_g}, \quad \rho_{ee} = 0. \quad (15)$$

Значимо, що сума констант γ_r і γ_g дає швидкість релаксації населеностей станів $|e\rangle$ та $|g\rangle$ до рівноважних значень (15), а відношення – співвідношення рівноважних населеностей.

Константа γ_{coh} у рівняннях (12) – швидкість релаксації когерентності ρ_{ge} . Вона пов’язана з константами γ_{opt} і γ_g співвідношенням

$$\gamma_{\text{coh}} = \frac{1}{2} \gamma_{\text{opt}} + \frac{1}{2} \gamma_g + \gamma_{\text{fl}}, \quad (16)$$

де γ_{fl} – зумовлене впливом оточення збільшення швидкості релаксації когерентності. Очевидно, мінімальна швидкість релаксації когерентності становить $\frac{1}{2} \gamma_{\text{opt}} + \frac{1}{2} \gamma_g$.

При отриманні рівнянь (12) ми скористалися наближенням обертової хвилі.

2.3. Сила світлового тиску на наночастинки

Сила світлового тиску на наночастинку, очевидно, дорівнює сумі сил світлового тиску на всі активні атоми, що в ній містяться. Сила, що діє на атом у наночастинці, який резонансно взаємодіє з лазерним випромінюванням, визначається виразом:

$$\mathbf{F} = -\langle \nabla V \rangle, \quad (17)$$

де V – складова гамільтоніана, яка відповідає за взаємодію атома з полем; у дипольному наближенні $V = -\mathbf{dE}$. Дужки $\langle \rangle$ означають усереднення за ансамблем атомів. Можна також сказати, що вираз (17) описує силу світлового тиску, що діє на масу, яка припадає на один атом у наночастинці, який резонансно взаємодіє з полем лазерного випромінювання (активний атом).

Оскільки тільки недиагональні елементи V відмінні від нуля, для z – проекції сили світлового тиску отримуємо:

$$F_z = -2 \text{Re} \rho_{eg} \frac{\partial V_{ge}}{\partial z}. \quad (18)$$

Вираз (18) залежить як від координати, так і від часу.

Ми розглядаємо взаємодію активного атома з полем у системі відліку наночастинки. Для поля (2) вираз для V_{ge} набуває вигляду

$$\begin{aligned} V_{ge} &= \hbar \Omega_1(t) \cos[\omega t - kz - kvt + \phi_1(t)] + \\ &+ \hbar \Omega_2(t) \cos[\omega t + kz + kvt + \phi_2(t)], \end{aligned} \quad (19)$$

де Ω_1, Ω_2 визначаються виразами (14).

Через деякий час τ_{qs} після початку взаємодії атомів з полем устанавлюється квазістаціонарний розв’язок рівнянь (12) для матриці густини. Після устанавлення квазістаціонарного розв’язку середнє за часом значення сили світлового тиску, яка діє на один атом, дорівнює

$$\tilde{F}(z) = \frac{1}{T} \int_{\tau_{\text{qs}}}^{T+\tau_{\text{qs}}} F_z(z, t) dt, \quad (20)$$

де час T великий порівняно з $2\pi/\delta$. При цьому ми нехтуємо зміною швидкості наночастинки протягом часу T .

Після підстановки рівнянь (19) в рівняння (18) з урахуванням (11) у наближенні обертової хвилі маємо:

$$F_z(z, t) = -\hbar k \operatorname{Im} \left(\rho_{eg} \tilde{\Omega}_1 - \rho_{eg} \tilde{\Omega}_2 \right). \quad (21)$$

Тут комплексні частоти Рабі визначаються рівностями (13).

Вираз (21) для взаємодії атома з полем монохроматичної хвилі (4) набуває вигляду:

$$F_z(z, t) = -\hbar k \operatorname{Im} \left(\rho_{eg} \Omega_0 e^{-ikvt-ikz} \right), \quad (22)$$

де $\Omega_0 = -\frac{1}{\hbar} \mathbf{d}_{ge} \mathbf{E}_0$.

Вираз (21) для $F(z, t)$ у випадку взаємодії атома із зустрічними біхроматичними хвилями (6) такий:

$$F_z(z, t) = -\hbar k \operatorname{Im} \left[\rho_{eg} \Omega_0 e^{-ikvt-ikz} \cos \left(\delta t + \frac{1}{2} \varphi \right) - \rho_{eg} \Omega_0 e^{ikvt+ikz} \cos \left(\delta t - \frac{1}{2} \varphi \right) \right]. \quad (23)$$

Усереднену за ансамблем резонансних до лазерного випромінювання атомів силу світлового тиску отримуємо, усереднюючи (20) за початковою координатою атома в лабораторній системі відліку:

$$\bar{F} = \frac{k}{2\pi} \int_0^{2\pi/k} \tilde{F}_z(z) dz. \quad (24)$$

3. Сила світлового тиску на наночастинку в полі біжучої монохроматичної хвилі

Для монохроматичної біжучої хвилі силу світлового тиску можна знайти аналітично. З рівнянь (12) з урахуванням визначення комплексних частот Рабі (13) отримуємо для квазістаціонарних елементів матриці густини рівняння

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{2} i \rho_{ge} \Omega_0 e^{ikvt+ikz} - \frac{1}{2} i \rho_{eg} \Omega_0 e^{-ikvt-ikz} + \\ &+ \gamma_{\text{opt}} \alpha \rho_{ee} + \gamma_r \rho_{rr} - \gamma_g \rho_{gg}, \\ 0 &= \frac{1}{2} i \Omega_0 e^{-ikvt-ikz} (\rho_{gg} - \rho_{ee}) + \\ &+ (i\Delta + ikv - \gamma_{\text{coh}}) \rho_{ge}, \\ 0 &= -\gamma_r \rho_{rr} + \gamma_g \rho_{gg} + \gamma_{\text{opt}} (1 - \alpha) \rho_{ee}, \\ \rho_{eg} &= \rho_{ge}^*, \quad \rho_{ee} = 1 - \rho_{gg} - \rho_{rr}. \end{aligned} \quad (25)$$

Підстановка розв'язку цих рівнянь у вираз (22) для сили світлового тиску в полі біжучої монохроматичної хвилі дає:

$$\begin{aligned} F(z, t) &= \hbar k \Omega_0^2 \gamma_{\text{coh}} \gamma_r \gamma_{\text{opt}} \times \\ &\times \left[2(\Delta + kv)^2 (\gamma_r + \gamma_g) \gamma_{\text{opt}} + \right. \\ &+ \Omega_0^2 \gamma_{\text{coh}} (2\gamma_r + \gamma_g + (1 - \alpha) \gamma_{\text{opt}}) + \\ &\left. + 2\gamma_{\text{coh}}^2 (\gamma_g + \gamma_r) \gamma_{\text{opt}} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (26)$$

Як бачимо, сила світлового тиску у полі біжучої монохроматичної хвилі не залежить від часу та координати.

Населеності збудженого $n_e = \rho_{ee}$ та основного $n_g = \rho_{gg}$ станів дорівнюють

$$\begin{aligned} n_e &= \Omega_0^2 \gamma_{\text{coh}} \gamma_r \left[2(\Delta + kv)^2 (\gamma_r + \gamma_g) \gamma_{\text{opt}} + \right. \\ &+ \Omega_0^2 \gamma_{\text{coh}} (2\gamma_r + \gamma_g + (1 - \alpha) \gamma_{\text{opt}}) + \\ &\left. + 2\gamma_{\text{coh}}^2 (\gamma_g + \gamma_r) \gamma_{\text{opt}} \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} n_g &= \gamma_r \left[2\gamma_{\text{coh}}^2 \gamma_{\text{opt}} + \gamma_{\text{coh}} \Omega_0^2 + \right. \\ &\left. + 2\gamma_{\text{opt}} (\Delta^2 + (kv)^2) \right] \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\times \left[2(\Delta + kv)^2 (\gamma_r + \gamma_g) \gamma_{\text{opt}} + \right. \\ &+ \Omega_0^2 \gamma_{\text{coh}} (2\gamma_r + \gamma_g + (1 - \alpha) \gamma_{\text{opt}}) + \\ &\left. + 2\gamma_{\text{coh}}^2 (\gamma_g + \gamma_r) \gamma_{\text{opt}} \right]^{-1}. \end{aligned}$$

Порівнюючи (26) з (27), бачимо, що

$$F(z, t) = \hbar k \gamma_{\text{opt}} n_e \quad (28)$$

у повній відповідності з елементарною теорією світлового тиску [6].

Якщо у рівнянні (26) покласти $\alpha = 1$ і $\gamma_g = 0$ (немає станів $|r\rangle$), отримуємо силу світлового тиску для дворівневої схеми взаємодії атома з полем [6]:

$$\begin{aligned} F(z, t) &= \frac{1}{2} \hbar k \Omega_0^2 \gamma_{\text{coh}} \gamma_{\text{opt}} \left[(\Delta + kv)^2 \gamma_{\text{opt}} + \right. \\ &\left. + \Omega_0^2 \gamma_{\text{coh}} + \gamma_{\text{coh}}^2 \gamma_{\text{opt}} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (29)$$

Отримані вирази для сили світлового тиску у полі біжучої монохроматичної хвилі зі зростанням інтенсивності поля досягають максимальних значень

$$F_{\max} = \frac{\hbar k \gamma_{\text{opt}} \gamma_r}{[\gamma_{\text{opt}}(1 - \alpha) + 2\gamma_r + \gamma_g]} \quad (30)$$

для трирівневої схеми взаємодії атома з полем і

$$F_{2\max} = \frac{\hbar k \gamma_{\text{opt}}}{2} \quad (31)$$

для дворівневої. Неважко побачити, що завжди $F_{2\max} \geq F_{\max}$. Знак рівності відповідає випадку $\alpha = 1, \gamma_g = 0$, коли трирівнева система переходить у дворівневу.

4. Сила світлового тиску на наночастинку в полі зустрічних біхроматичних хвиль

У випадку малого доплерівського зсуву частоти можна знайти розв'язок рівнянь для матриці густини (12) у вигляді рядів Фур'є. Маючи на увазі, що "активні" атоми становлять лише невелику домішку у складі матеріалу наночастинок, можна очікувати, що прискорення наночастинок, а відтак і швидкість, якої вони набувають за час взаємодії з полем, невелика. Очевидно, критерієм малості швидкості може бути мала величина доплерівського зсуву порівняно зі швидкістю спонтанного випромінювання атома зі збудженого стану, $kv < \gamma_{\text{opt}}$. Наприклад, при $\lambda = 0,6$ нм і $\gamma_{\text{opt}}/(2\pi) = 10$ МГц маємо $v < 6$ м/с. За оптимальних умов взаємодії атома з полем [12] критерієм може бути значно слабша вимога $kv < \delta$, оскільки у цьому випадку ширина максимуму залежності сили світлового тиску від швидкості у випадку дворівневого атома становить величину, дещо меншу від $\delta/(2k)$.

Розв'язок рівнянь (12) для матриці густини для малої швидкості наночастинок можна подати у вигляді ряду Фур'є:

$$\rho_{pq} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} r_{pq,n} e^{in\delta t}, \quad (32)$$

де індекси p і q нумерують стани атома.

Підставляємо (32) в рівняння для матриці густини (12) для поля (5) і прирівнюємо члени з правої і лівої частини рівнянь при однакових множниках $e^{in\delta t}$. Маємо

$$in\delta r_{gg,n} = \frac{1}{4} i r_{ge,n-1} \Omega_0 \left(e^{ikz + \frac{1}{2}i\varphi} + e^{-ikz - \frac{1}{2}i\varphi} \right) +$$

$$+ \frac{1}{4} i r_{ge,n+1} \Omega_0 \left(e^{ikz - \frac{1}{2}i\varphi} + e^{-ikz + \frac{1}{2}i\varphi} \right) -$$

$$- \frac{1}{4} i r_{eg,n-1} \Omega_0 \left(e^{-ikz + \frac{1}{2}i\varphi} + e^{ikz - \frac{1}{2}i\varphi} \right) -$$

$$- \frac{1}{4} i r_{eg,n+1} \Omega_0 \left(e^{-ikz - \frac{1}{2}i\varphi} + e^{ikz + \frac{1}{2}i\varphi} \right) +$$

$$+ \gamma_{\text{opt}} \alpha r_{ee,n} + \gamma_r r_{rr,n} - \gamma_g r_{gg,n},$$

$$in\delta r_{ge,n} = -\frac{1}{4} i \Omega_0 \left(e^{-ikz + \frac{1}{2}i\varphi} + e^{ikz - \frac{1}{2}i\varphi} \right) w_{n-1} -$$

$$- \frac{1}{4} i \Omega_0 \left(e^{-ikz - \frac{1}{2}i\varphi} + e^{ikz + \frac{1}{2}i\varphi} \right) w_{n+1} +$$

$$+ (i\Delta - \gamma_{\text{coh}}) r_{ge,n}, \quad (33)$$

$$in\delta r_{rr,n} = -\gamma_r r_{rr,n} + \gamma_g r_{gg,n} + \gamma_{\text{opt}}(1 - \alpha) r_{ee,n}.$$

$$r_{eg,n} = r_{ge,n}^*, \quad r_{ee,n} + r_{gg,n} + r_{rr,n} = \xi_n,$$

$$w_n = r_{ee,n} - r_{gg,n},$$

Тут w_n – фур'є-компонента інверсії населеності $\rho_{ee} - \rho_{gg} = w_n e^{in\delta t}$,

$$\xi_n = \begin{cases} 1 & n = 0 \\ 0 & n \neq 0. \end{cases} \quad (34)$$

Усереднене за часом значення сили світлового тиску (23), що діє на атом з координатою z у наночастинці, дається виразом

$$F_z(z) = \hbar k \Omega_0 \text{Im} \left[-r_{eg,-1} e^{-ikz + i\varphi/2} - \right.$$

$$- r_{eg,1} e^{-ikz - i\varphi/2} +$$

$$\left. + r_{eg,-1} e^{ikz - i\varphi/2} + r_{eg,1} e^{ikz + i\varphi/2} \right]. \quad (35)$$

Щоб знайти силу світлового тиску на наночастинку в перерахунку на один атом, слід розв'язати рівняння (33) і підставити розв'язок в (35) з подальшим усередненням за z . Для цього спочатку з (33) знаходимо, користуючись останніми з рівнянь, $r_{rr,n}, r_{ee,n}$ і $r_{rr,n}$ як функцію w_n ,

$$r_{gg,n} = \frac{-(\gamma_{\text{opt}}(1 - \alpha) + i\delta n + \gamma_r)w_n}{2i\delta n + 2\gamma_r + \gamma_{\text{opt}}(1 - \alpha) + \gamma_g} +$$

$$+ \frac{(\gamma_r + i\delta n)\xi_n}{2i\delta n + 2\gamma_r + \gamma_{\text{opt}}(1 - \alpha) + \gamma_g}, \quad (36)$$

$$r_{ee,n} = \frac{(i\delta n + \gamma_g + \gamma_r)w_n + \xi_n(\gamma_r + i\delta n)}{2i\delta n + 2\gamma_r + \gamma_{\text{opt}}(1 - \alpha) + \gamma_g},$$

$$r_{rr,n} = \xi_n - r_{gg,n} - r_{ee,n}$$

і підставляємо знайдені вирази для $r_{gg,n}$, $r_{ee,n}$ і $r_{rr,n}$ у рівняння (33). У результаті ці рівняння набувають вигляду:

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{2}iar_{ge,n-1}\Omega_0 + \frac{1}{2}ibr_{ge,n+1}\Omega_0 - \\ &- \frac{1}{2}ibr_{eg,n-1}\Omega_0 - \frac{1}{2}iar_{eg,n+1}\Omega_0 + \\ &+ \Gamma_{1,n}w_n + \xi_n\Gamma_{0,n}, \\ in\delta r_{ge,n} &= -\frac{1}{2}i\Omega_0bw_{n-1} - \frac{1}{2}i\Omega_0aw_{n+1} + \\ &+ (i\Delta - \gamma_{coh})r_{ge,n}, \quad r_{eg,n} = r_{ge,-n}^*. \end{aligned} \quad (37)$$

Тут введено

$$a = \cos\left(kz + \frac{1}{2}\varphi\right), \quad b = \cos\left(kz - \frac{1}{2}\varphi\right) \quad (38)$$

та

$$\begin{aligned} \Gamma_{0,n} &= \frac{(i\alpha\gamma_{opt} - i\gamma_g - i\gamma_r + \delta n)\delta n + \gamma_r\gamma_{opt}}{2i\delta n + 2\gamma_r + \gamma_{opt}(1 - \alpha) + \gamma_g}, \\ \Gamma_{1,n} &= \frac{(\gamma_g + \gamma_r + i\delta n)(\gamma_{opt} + i\delta n)}{2i\delta n + 2\gamma_r + \gamma_{opt}(1 - \alpha) + \gamma_g}. \end{aligned} \quad (39)$$

Випадок $\alpha = 1$, $\gamma_g = 0$ відповідає дворівневій схемі взаємодії атома з полем.

Для обчислення сили світлового тиску з рівнянь (37) слід знайти $r_{eg,-1}$ і $r_{eg,+1}$ та підставити знайдені величини в (35) з подальшим усередненням за z . Маємо:

$$r_{ge,n} = -\frac{1}{2}\frac{\Omega_0(bw_{n-1} + aw_{n+1})}{-i\gamma_{coh} - \Delta + n\delta}. \quad (40)$$

Це дає

$$r_{eg,n} = \frac{1}{2}\frac{\Omega_0(aw_{n-1} + bw_{n+1})}{-i\gamma_{coh} + \Delta + n\delta}. \quad (41)$$

Тут ми врахували, що $w_{-n}^* = w_n$, оскільки інверсія населеностей – дійсна величина. Підставляємо вирази (40) і (41) в перше з рівнянь (37). Отримуємо:

$$A_{n+2}w_{n+2} + B_nw_n + A_nw_{n-2} = D\xi_n, \quad (42)$$

де

$$\begin{aligned} A_n &= -\frac{iab\Omega_0^2}{2u_{n-1}v_{n-1}}[(n-1)\delta - i\gamma_{coh}], \\ B_n &= -\frac{i\Omega_0^2}{4}\left(\frac{a^2}{u_{n-1}} + \frac{b^2}{u_{n+1}} + \frac{a^2}{v_{n+1}} + \frac{b^2}{v_{n-1}}\right) + \end{aligned}$$

$$+ \frac{(n\delta - i\gamma_r - i\gamma_g)(-n\delta + i\gamma_{opt})}{2i\delta n + 2\gamma_r + \gamma_{opt}(1 - \alpha) + \gamma_g}, \quad (43)$$

$$D = -\frac{\gamma_r\gamma_{opt}}{\gamma_g + 2\gamma_r + (1 - \alpha)\gamma_{opt}}.$$

Тут

$$u_n = -\Delta - i\gamma_{coh} + n\delta, \quad v_n = \Delta - i\gamma_{coh} + n\delta. \quad (44)$$

Рекурентне співвідношення (42) для фур'є-компонент w_n інверсії населеностей за формою збігається з аналогічним співвідношенням для випадку взаємодії дворівневого атома із зустрічними біхроматичними хвилями [9]. Розв'яжемо його, зводячи тричленне співвідношення до двочленного. Помічаємо, що для $n > 0$ права частина рівняння (42) дорівнює нулю. Дорівнюють нулю і всі w_n з непарними n . Уводимо набір відношень $\Pi_n = w_{n+2}/w_n$. У результаті з рівняння (42) маємо:

$$w_n \left(A_{n+2}\Pi_n + B_n + \frac{A_n}{\Pi_{n-2}} \right) = 0. \quad (45)$$

Це рівняння справедливе при $n \geq 2$. Звідси маємо двочленне рекурентне співвідношення для Π_n :

$$\Pi_{n-2} = -\frac{A_n}{A_{n+2}\Pi_n + B_n}. \quad (46)$$

Поклавши $\Pi_n = 0$ для досить великого n , ітераційним процесом за формулою (46) знаходимо всі Π_n до Π_0 включно. Далі, знаючи хоч одну з фур'є-компонент інверсії населеності, можна, користуючись вже відомою послідовністю Π_n , знайти всі потрібні значення w_n .

Рівняння (42) для $n = 0$

$$A_2w_2 + B_0w_0 + A_0w_{-2} = D \quad (47)$$

дає можливість знайти w_0 . Виразимо w_{-2} і w_2 через w_0 і Π_0 :

$$w_2 = \Pi_0w_0, \quad w_{-2} = w_2^* = \Pi_0^*w_0^* = \Pi_0^*w_0. \quad (48)$$

Підставляючи (48) в (47), знаходимо

$$w_0 = \frac{D}{A_0^*\Pi_0 + B_0 + A_0\Pi_0^*}. \quad (49)$$

Тут ми врахували, що $A_2 = A_0^*$.

Середні за часом населеності основного $r_{gg,0}$ і збудженого $r_{ee,0}$ станів, залежні від координати, дорівнюють:

$$\begin{aligned} n_g &= \frac{\gamma_r - w_0 [(1 - \alpha)\gamma_{\text{opt}} + \gamma_r]}{(1 - \alpha)\gamma_{\text{opt}} + 2\gamma_r + \gamma_g}, \\ n_e &= \frac{(\gamma_r + \gamma_g)w_0 + \gamma_r}{(1 - \alpha)\gamma_{\text{opt}} + 2\gamma_r + \gamma_g}. \end{aligned} \quad (50)$$

Щоб знайти силу світлового тиску на атом з рівняння (35), треба виразити недиагональні елементи матриці густини, що містяться у цьому рівнянні, через w_0 і Π_0 за формулою (41):

$$\begin{aligned} r_{eg,-1} &= \frac{1}{2}w_0 \frac{\Omega_0 (b + a\Pi_0^*)}{-i\gamma_{\text{coh}} + \Delta - \delta}, \\ r_{eg,1} &= \frac{1}{2}w_0 \frac{\Omega_0 (b\Pi_0 + a)}{-i\gamma_{\text{coh}} + \Delta + \delta}. \end{aligned} \quad (51)$$

Щоб отримати середню силу світлового тиску на повільні наночастинки, усереднюємо за координатою вираз для сили світлового тиску (35):

$$\bar{F} = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda F(z) dz. \quad (52)$$

Так само, усереднюючи за координатою рівняння (50), можна знайти населеності основного і збудженого станів, а також, використовуючи умову нормування, населеність стану $|r\rangle$.

5. Результати та їх обговорення

Сила світлового тиску для дворівневої моделі взаємодії атома з біхроматичними хвилями досліджується вже більше трьох десятиліть [9–14] і інтерес до неї ще досі не згас [22–24]. Завдання нашого дослідження — знайти, яким чином параметри моделі, пов’язані з наявністю додаткового рівня, впливають на силу світлового тиску. Ще один параметр, вплив якого ми тут дослідимо і варіація якого не розглядалася раніше, це швидкість релаксації когерентності γ_{coh} , мінімальне значення якої становить $\frac{1}{2}(\gamma_{\text{opt}} + \gamma_g)$.

З усієї множини параметрів ми зосередимо увагу на тих, що забезпечують оптимальні умови взаємодії атомів з полем. Як відомо, велика сила світлового тиску з одночасно великою шириною залежності сили світлового тиску від швидкості атома

досягається при пов’язаних між собою значеннях Ω_0 , δ і φ .

В роботі [12] проведено аналіз біхроматичної сили світлового тиску в базисі “одягнутих” станів в підході Флоке. Було показано, що ця сила виникає в результаті переходів Ландау–Зенера між “одягнутими” станами (власними станами Флоке гамільтоніана). За умови $\phi = \pi/4$ при оптимальній частоті Рабі

$$\Omega_0 = \delta\sqrt{6}. \quad (53)$$

Сила, що діє на атом, який перебуває в одному з “одягнутих” станів, досягає максимуму і становить

$$F_{\text{bichro}} = \frac{2\hbar k\delta}{\pi}. \quad (54)$$

Для визначення середньої сили, що діє на атом, необхідно знати населеності “одягнутих” станів Флоке. Важливо, що ці стани поділяються на два класи, в яких на атом діють сили, однакові за величиною, але напрямлені в протилежні боки. В результаті результуюча сила буде меншою від максимальної сили (54) і може бути знайдена тільки чисельними методами. У розрахунках [11–13] вона становила половину сили (54). Те, що сила світлового тиску на атом удвічі менша за F_{bichro} , говорить про те, що населеності “одягнутих” станів у розрахунках [11–13] становили $\frac{3}{4}$ та $\frac{1}{4}$. Ці населеності залежать від констант релаксації, а оскільки у цитованих розрахунках $\gamma_{\text{coh}} = \gamma_{\text{opt}}/2$, розрахунки майже завжди давали близьку до $\frac{1}{2}F_{\text{bichro}}$ силу тиску.

Надалі обчислення сили світлового тиску ми будемо проводити за умови (53). Ми порівнюватимемо силу світлового тиску на наночастинки у полі зустрічних біхроматичних хвиль (24) з максимальною силою світлового тиску на наночастинки у полі біжучої монохроматичної хвилі (30) та з F_{bichro} .

5.1. Приклади обчислення для сукупності параметрів

Перш за все розглянемо, як залежить сила світлового тиску від параметра α , який задає співвідношення між кількістю спонтанних переходів на нижній робочий рівень $|g\rangle$ і на решту рівнів $|r\rangle$, атоми на яких безпосередньо не взаємодіють з полем лазерного випромінювання. Ці залежності ми будемо для різних швидкостей релаксації когерентності. Результати обчислень показано на рис. 2.

Як видно, сила світлового тиску на наночастинку у полі зустрічних біхроматичних хвиль при вибраних параметрах взаємодії атома з полем може більше ніж на порядок перевищувати силу тиску на наночастинку у полі біжучої монохроматичної хвилі. Зі зростанням α відношення \bar{F}/F_{\max} спадає. Слід зазначити, що величина сили світлового тиску (а не згадане відношення) зі зростанням α дещо зростає. На рисунку спостерігається очікуване зменшення \bar{F}/F_{\max} зі зростанням γ_{coh} у повній відповідності з тим, що вимушена сила світлового тиску, яка спостерігається у полі зустрічних світлових хвиль – явище когерентне.

На рис. 3 порівнюються сили світлового тиску на наночастинку в залежності від α при різних значеннях $\gamma_g + \gamma_r$ швидкості релаксації станів $|g\rangle$ та $|r\rangle$. В цілому наведені залежності на рис. 3 подібні до показаних на рис. 2. Криві 10 на рис. 3 і 9 на рис. 2 збігаються, оскільки вони побудовані для однакових значень параметрів. Як видно, зі зростанням $\gamma_g + \gamma_r$ сила світлового тиску падає, оскільки при цьому зростає і швидкість релаксації когерентності γ_{coh} .

Як рис. 2, так і рис. 3 наводять силу світлового тиску на наночастинку у полі зустрічних біхроматичних хвиль в одиницях F_{\max} максимальної сили світлового тиску у полі біжучої монохроматичної хвилі (30). Оскільки F_{\max} залежить від трьох релаксаційних констант та α , зміну величини “біхроматичної” сили при зміні параметрів взаємодії атома з полем з наведених рисунків важко оцінити. Для ілюстрації такої залежності бажано порівнювати силу світлового тиску на наночастинку у полі зустрічних біхроматичних хвиль або із максимальною силою світлового тиску для дворівневої моделі атома у полі біжучої монохроматичної хвилі $F_{2\max}$, або із максимально можливою силою світлового тиску в полі зустрічних біхроматичних хвиль F_{bichro} . На рис. 4 наведено залежність сили світлового тиску на наночастинку від α для низки значень швидкості релаксації $\gamma_g + \gamma_r$ між станами $|g\rangle$ та $|r\rangle$ і таких же значеннях інших параметрів взаємодії активного атома з полем, що й на рис. 3, але цього разу в одиницях F_{bichro} . Привертає увагу зовсім інше взаємне розташування кривих з різними $\gamma_g + \gamma_r$ порівняно з рис. 3. Згідно з рис. 3 відношення сили тиску на наночастинку у полі зустрічних біхроматичних хвиль до максимальної сили тиску у полі біжучої хвилі спа-

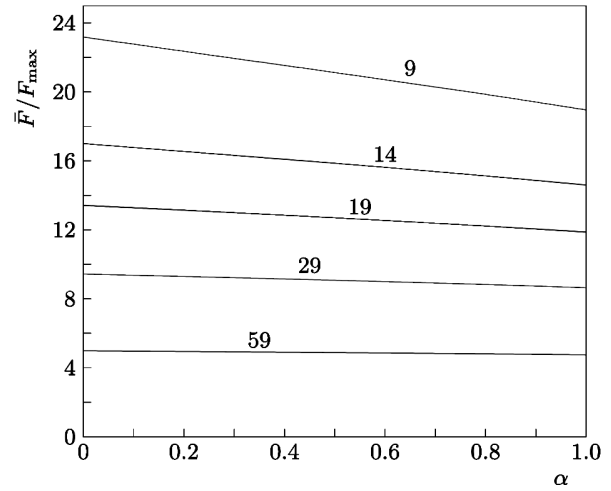


Рис. 2. Залежність сили світлового тиску на наночастинку в одиницях F_{\max} від α для різних швидкостей релаксації когерентності. Параметри: $\gamma_{\text{opt}}/2\pi = 10$ МГц, $\gamma_r/2\pi = 2$ МГц, $\gamma_g/2\pi = 8$ МГц, $\Delta = 0$, $\delta/2\pi = 500$ МГц, $\Omega_0/2\pi = 1225$ МГц, $\varphi = \pi/4$. Числа біля кривих вказують швидкість релаксації когерентності $\gamma_{\text{coh}} = \frac{1}{2}(\gamma_g + \gamma_{\text{opt}}) + \gamma_{\text{ph}}$ в МГц

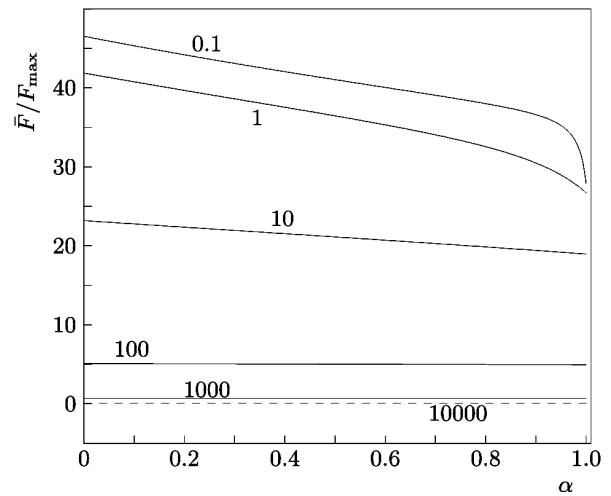


Рис. 3. Залежність сили світлового тиску на наночастинку в одиницях F_{\max} від α при різних значеннях $\gamma_g + \gamma_r$ швидкості релаксації станів $|g\rangle$ та $|r\rangle$. Параметри: $\gamma_{\text{opt}}/2\pi = 10$ МГц, $\gamma_{\text{ph}} = 0$, $\Delta = 0$, $\delta/2\pi = 500$ МГц, $\Omega_0/2\pi = 1225$ МГц, $\varphi = \pi/4$. Числа біля кривих вказують суму $\gamma_g + \gamma_r$ констант релаксації населеностей станів $|r\rangle$ та $|g\rangle$ в МГц за умови $\gamma_g = 4\gamma_r$

дає зі зростанням $\gamma_g + \gamma_r$, а сама величина сили тиску (на рис. 4 її відношення до F_{bichro}) мала як при дуже малих, так і дуже великих $\gamma_g + \gamma_r$. Те, що сила світлового тиску мала при малій швидко-

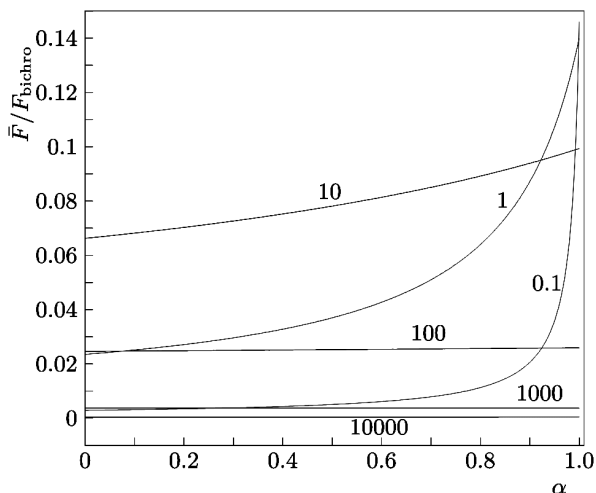


Рис. 4. Залежність сили світлового тиску на наночастинку в одиницях F_{bichro} від α при різних значеннях $\gamma_g + \gamma_r$ швидкості релаксації станів $|g\rangle$ та $|r\rangle$. Параметри: $\gamma_{\text{opt}}/2\pi = 10$ МГц, $\gamma_{\text{ph}} = 0$, $\Delta = 0$, $\delta/2\pi = 500$ МГц, $\Omega_0/2\pi = 1225$ МГц, $\varphi = \pi/4$. Числа біля кривих вказують суму $\gamma_g + \gamma_r$ швидкостей релаксації населеностей між рівнями $|r\rangle$ та $|g\rangle$ в МГц за умови $\gamma_g = 4\gamma_r$

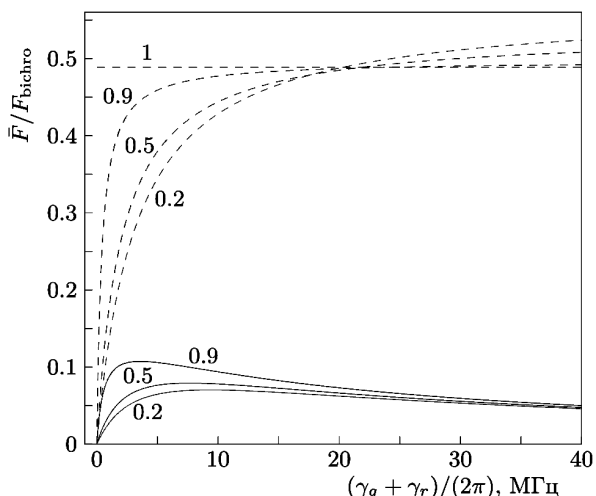


Рис. 5. Залежність сили світлового тиску на наночастинку в одиницях F_{bichro} від $(\gamma_g + \gamma_r)/(2\pi)$. Параметри: $\gamma_{\text{opt}}/2\pi = 10$ МГц, $\Delta = 0$, $\delta/2\pi = 500$ МГц, $\Omega_0/2\pi = 1225$ МГц, $\varphi = \pi/4$ для $\gamma_g = 4\gamma_r$ (суцільна крива) та $\gamma_g = 0$ (пунктир). Криві марковані значенням параметра α

сті релаксації населеностей станів $|g\rangle$ і $|r\rangle$ очевидно пов'язано з накопиченням атомів у стані $|r\rangle$, де вони не взаємодіють з полем. Мала сила світлового тиску у протилежному випадку при вказаному на рис. 4 співвідношенні констант релаксації γ_g і γ_r

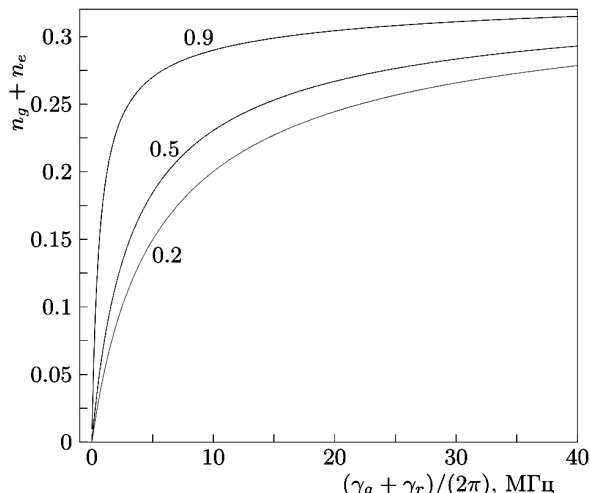


Рис. 6. Залежність сумарної населеності станів $|g\rangle$ і $|e\rangle$ від $(\gamma_g + \gamma_r)/(2\pi)$ при $\gamma_g = 4\gamma_r$. Параметри: $\Delta = 0$, $\delta/2\pi = 500$ МГц, $\Omega_0/2\pi = 1225$ МГц, $\varphi = \pi/4$, $\gamma_{\text{opt}}/2\pi = 10$ МГц. Числа біля кривих вказують значення параметра α

пояснюється зростанням швидкості релаксації когерентності $\gamma_{\text{coh}} = \frac{1}{2}(\gamma_g + \gamma_{\text{opt}}) + \gamma_{\text{ph}}$. Таким чином, має бути оптимальне значення $\gamma_g + \gamma_r$, яке максимізує силу світлового тиску. Це має місце при ненульовому значенні γ_g . Якщо ж $\gamma_g = 0$, сила світлового тиску зі збільшенням $\gamma_g + \gamma_r = \gamma_r$ повинна монотонно зростати і прямувати до максимальної величини, яка відповідає дворівневій моделі атома. Дійсно, на рис. 5 бачимо, що зі зростанням $\gamma_g + \gamma_r$ при фіксованому ненульовому значенні α сила світлового тиску зростає до певної максимальної величини, а потім прямує до нуля (при дуже великих значеннях $\gamma_g + \gamma_r$ сила світлового тиску на графіку не наведена). Якщо ж $\gamma_g = 0$, сила світлового тиску наближається до сили світлового тиску на дворівневій атом (відповідає значенню $\alpha = 1$), піднявшись спочатку до максимального значення (для $\alpha = 0,2$ це 0,5539 при $\gamma_r/2\pi = 220$ МГц).

Здавалося б, можливою інтерпретацією взаємодії тривіневого атома з полем могло б бути зведення ролі третього рівня просто до депо населеностей і формування сили світлового тиску за тими ж законами, що і для дворівневої системи. У цьому разі сила світлового тиску дорівнювала б силі світлового тиску у дворівневій системі, помноженій на $(n_g + n_e)$, а наведені на рис. 4 і 5 залежності були б подібними до відповідних залежностей $n_g + n_e$. Рис. 6, побудований для тих же параметрів, що і рис. 5, показує, що це не так. Очевидно,

що графіки на рис. 5 не можна отримати з відповідних їм графіків на рис. 6, просто помноживши ординати всіх кривих на рис. 6 на один і той самий множник.

5.2. Допованій іонами ербію кристал Y_2SiO_5

Очевидними кандидатами в “активні” атоми в наночастинках є атоми рідкоземельних елементів [25], іони яких використовуються в деяких кристалах для спостереження електромагнітно-індукованої прозорості. Якщо переходи під дією випромінювання відбуваються між станами всередині $4f$ оболонки, вони мало збурюються полем і всі іони резонансно з ним взаємодіють.

Ми розглянемо силу світлового тиску на наночастинки на прикладі взаємодії зустрічних світлових хвиль з наночастинками кристала Y_2SiO_5 з домішкою $^{167}Er^{3+}$. Коротко розглянемо спектроскопічні характеристики цього кристала, які наведені в роботі [26].

Автори роботи [26] застосували кристал Y_2SiO_5 з доданим ізотопом ербію ^{167}Er для спостереження електромагнітно-індукованої прозорості. Було виявлено принаймні дві Λ -конфігурації енергетичних рівнів, придатні для її спостереження. Відповідні переходи приблизно відповідають довжині хвилі $1,5 \mu m$. Вміст ербію в Y_2SiO_5 становив $0,005 at. \%$. Електронна структура іонів Er^{3+} описується формулою $[Xe]4f^{11}$. Повний момент $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ у основному стані становить $J = 15/2$ (стан $^4I_{15/2}$), у першому збудженому – $J = 13/2$ (стан $^4I_{13/2}$). За рахунок електричного поля сусідніх атомів виродження стану $^4I_{15/2}$ частково знімається, і він розщеплюється на 8 дублетів Крамерса. Перший збуджений стан розщеплюється на 7 дублетів Крамерса. Дублет Крамерса можна описати ефективним електронним спіном $S_{\text{eff}} = 1/2$. Можливі два положення іонів ербію у кристалі: у положенні 1 у іона ербію 6 сусідів, у положенні 2–7 сусідів.

Довжини хвиль переходів з нижнього дублета Крамерса основного стану $^4I_{15/2}$ в нижній дублет Крамерса збудженого стану $^4I_{13/2}$ становлять $\lambda = 1536 \text{ nm}$ для положення іонів ербію 1 і $\lambda = 1538 \text{ nm}$ для положення іонів ербію 2. Оскільки електрони оболонки $4f$ екрановані заповненими оболонками $5s^2$ і $5p^6$, частоти переходів всередині оболонки $4f$ мало збурені кристалічним полем.

Спін ядра ізотопу ^{167}Er становить $I = 7/2$. Завдяки надтонкій і квадрупольній взаємодіям крамерсові дублети розщеплюються максимум на $(2S_{\text{eff}} + 1)(2I + 1) = 16$ надтонких компонент навіть у відсутності магнітного поля завдяки низькій симетрії кристала. Велика кількість надтонких підрівнів в основному і збудженому станах дозволяє реалізувати багато Λ -схем взаємодії іона ербію з полем. Всі переходи дозволені, оскільки надтонкі підрівні відповідають не чистим квантовим станам, а суміші станів $|I = 7/2, M_I\rangle$, де $M_I = \pm 7/2, \pm 5/2, \pm 3/2, \pm 1/2$ – проекція ядерного спіна на вибрану вісь. Неоднорідне розширення завдяки неоднорідності кристалічного поля має порядок кількох мегагерц. Відстань між надтонкими компонентами спектральних ліній становить сотні МГц. Авторам роботи [26] вдалося визначити дві релаксаційні константи: $T_1^{\text{opt}} = 10 \text{ ms}$ та $T_1^{\text{hyp}} = 97 \text{ ms}$. Перша з них визначає час життя іона у збудженому стані, друга – час релаксації населеностей між підрівнями основного стану.

Наведена картина взаємодії атома з електромагнітним полем дозволяє сформулювати просту модель взаємодії наночастинок з домішками ербію з полем лазерного випромінювання. Якщо частота Рабі лазерного випромінювання та частота його амплітудної модуляції значно менші різниці частот між компонентами надтонкої структури, іон в кристалічному оточенні можна наближено описувати трирівневою схемою: маємо індукований світлом перехід між двома рівнями іона (основним і збудженим); зі збудженого стану з часом релаксації T_1^{opt} відбувається перехід в основний стан та проміжні стани, що відповідають різним компонентам надтонкої структури; з проміжного стану за рахунок релаксації (характерний час T_1^{hyp}) відбувається перехід у основний стан.

5.3. Вибір параметрів лазерного випромінювання та розрахунок сили світлового тиску на наночастинку з Y_2SiO_5 , доповану $^{167}Er^{3+}$

Характерна різниця енергій між рівнями надтонкого стану іона ербію-167 в кристалі Y_2SiO_5 відповідає сотням мегагерц; для двох найнижчих рівнів це 740 МГц [26]. Частота Рабі світлових хвиль, що діють на наночастинку, повинна бути помітно меншою цієї величини, наприклад, 500 МГц . Оцінимо,

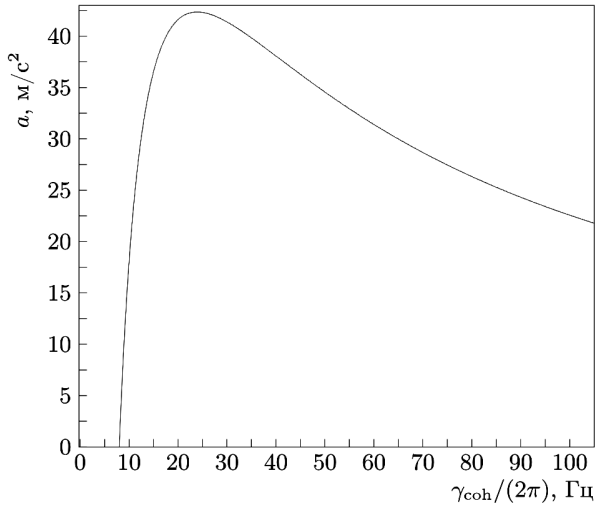


Рис. 7. Залежність прискорення наночастинки з Y_2SiO_5 допованого іонами $^{167}Er^{3+}$ від швидкості релаксації когерентності $\gamma_{coh} = \frac{1}{2}(\gamma_{opt} + \gamma_g) + \gamma_{ph}$. Параметри: $\gamma_{opt}/2\pi = 16$ Гц, $\gamma_{ph} = 0$, $(\gamma_g + \gamma_r)/\gamma_r = 100$, $\Delta = 0$, $\delta/2\pi = 204$ МГц, $\Omega_0/2\pi = 500$ МГц, $\varphi = \pi/4$

яка інтенсивність лазерного випромінювання відповідає цій частоті.

Виходимо з того, що час життя іона у збудженому стані становить $T_1^{opt} = 10$ мс, що дає $\gamma_{opt} = 10^2$ с $^{-1}$ (≈ 16 Гц). Для біжучої монохроматичної хвилі з напруженістю E_0 і дипольного електричного переходу в атомі з проекцією матричного елемента дипольного моменту d_{ge} між станами $|g\rangle$ і $|e\rangle$ іона на вектор поляризації ϵ частота Рабі Ω становить [27]

$$|\Omega \text{ [rad/nsec]}| = 0,22068 \frac{|d_{21} \epsilon|}{ea_0} \sqrt{I \text{ [Вт/см}^2]}. \quad (55)$$

Тут I – інтенсивність лазерного випромінювання.

Дипольний момент пов'язаний з коефіцієнтом Айнштейна A_{12} (у нашому випадку це γ_{opt}) співвідношенням [27] (у одиницях СГСЕ)

$$|d_{12}|^2 = \frac{3}{4} \frac{\hbar}{k^3} \varpi_1 A_{12}, \quad (56)$$

де ϖ_1 – статистична вага стану $|g\rangle$, у нашому випадку порядку 10^2 (сумарна кількість рівнів тонкої і надтонкої структури α^{-1} , на які можливі переходи зі збудженого стану). З рівняння (56) маємо оцінку

$$\frac{|d_{12}|}{ea_0} = \frac{\sqrt{3}}{2ea_0k^2} \sqrt{\hbar k \varpi_1 A_{12}}, \quad (57)$$

230

що для $A = 100$ с $^{-1}$ і $\lambda = 1,5$ $\mu\text{м}$ дає $|d_{12}|/(ea_0) = 0,129$. При інтенсивності порядку 100 Вт/см 2 з (55) маємо $\Omega/2\pi = 45,3$ МГц. Частоті Рабі 500 МГц відповідає інтенсивність лазерного випромінювання близько 12 кВт/см 2 .

5.4. Прискорення наночастинки з Y_2SiO_5 допованої $^{167}Er^{3+}$ під дією сили світлового тиску

Для розрахунку сили світлового тиску, крім вибраних параметрів, треба ще знати швидкість релаксації когерентності. Характерний час життя когерентності T_{coh} за роботою [28] становить від 1 мкс до 20 мс залежно від температури, прикладеного магнітного поля та концентрації іонів ербію в кристалі. Цьому інтервалу часу когерентності відповідає інтервал швидкості релаксації когерентності $\gamma_{coh}/(2\pi)$ від 8 Гц (відповідає $\frac{1}{2}\gamma_{opt}$) до 160 кГц. Розрахуємо прискорення наночастинки при масовій концентрації ербію 1% . З наведеної на рис. 7 залежності прискорення наночастинки від швидкості релаксації когерентності бачимо, що максимальне прискорення, яке очікується при вибраних параметрах розрахунку, становить 42 м/с 2 при $\gamma_{coh}/2\pi = 24$ Гц. Необхідне для розрахунку значення γ_r вибиралося з загальної кількості порядку 100 заселених рівнів надтонкої структури (7 дублетів Крамерса з розщепленням кожного на 16 компонент). Вважаючи для оцінки, що всі вони характеризуються приблизно однаковими параметрами взаємодії з полем і що один з них робочий, а сукупність інших описується станом $|r\rangle$, приходимо до висновку, що $\alpha = 0,01$, $\gamma_g = 100\gamma_r$. Остання оцінка впливає з виразів для рівноважних заселеностей станів $|g\rangle$ і $|r\rangle$ (15). Цим вимогам відповідають $\gamma_g/2\pi = 16$ Гц та $\gamma_r/2\pi = 0,16$ Гц. Ми також вважали, що додаткового зростання швидкості релаксації завдяки флуктуаціям немає ($\gamma_{ph} = 0$). Те, що прискорення наночастинки при $\gamma_{coh}/2\pi = 8$ Гц дорівнює нулю, не дивує – це значення відповідає $\gamma_g = \gamma_r = 0$, що призводить до нульовій заселеності станів $|g\rangle$ та $|e\rangle$ завдяки оптичній накачці у стан $|r\rangle$.

З наведеної залежності прискорення наночастинки від швидкості релаксації когерентності бачимо, що очікуване прискорення наночастинки досить невелике порівняно з прискоренням атомів у полі біхроматичних хвиль. Цілком можливо, що

наночастинки з домішкою інших “активних” атомів, для яких значення α вище, будуть рухатися зі значно більшим прискоренням.

5.5. Негативно заряджені центри забарвлення кремнію у вакансіях в алмазі

Ще одним кандидатом на “активні” атоми можуть бути центри забарвлення SiV та GeV, що виникають завдяки локалізації атомів кремнію чи германію у вакансіях кристала алмазу [29, 30]. Спектральні характеристики центрів забарвлення визначаються енергетичними рівнями електрона, захопленого дефектами кристалічної ґратки. Потрібні оптичні властивості (мала неоднорідна ширина і досить мала ширина спектральної лінії) зумовлені інверсійною симетрією [31], яка спричинює зникнення постійного електричного дипольного моменту для орбітальних станів Si, різко зменшуючи їхню реакцію на флуктуації заряду в локальному середовищі. Зробимо оцінки сили світлового тиску на наночастинки алмазу, які містять центри забарвлення SiV. За рахунок спин-орбітальної взаємодії основний і збуджений стани SiV розщеплюються на два кожен, в результаті перехід збудженого атома можливий у два стани, формуючи тривірневу схему взаємодії кремнію з лазерним випромінюванням. Довжина хвилі випромінювання становить $\lambda = 737$ нм, швидкість спонтанного випромінювання $\gamma_{\text{opt}}/2\pi = 94$ МГц [29]. Неоднорідна ширина лінії приблизно втричі перевищує цю величину. Для оцінки швидкості релаксації когерентності користуємося виразом $\gamma_{\text{coh}} = \frac{1}{2}(\gamma_{\text{opt}} + \gamma_g) + \gamma_{\text{ph}}$, нехтуючи в ньому флуктуаційним доданком γ_{ph} . Частота Рабі має значно перевищувати $\gamma_{\text{opt}} = 94$ МГц. Візьмемо $\Omega_0/2\pi = 1225$ МГц, $\delta/2\pi = 500$ МГц. Користуючись (55), (57) знаходимо, що така частота Рабі досягається при інтенсивності випромінювання $5,2$ Вт/см² завдяки досить широкій лінії випромінювання, і, відповідно, великій величині дипольного моменту переходу ($d_{12} = 15,3ea_0$).

Будемо вважати, що у процесі спонтанного випромінювання атоми кремнію попадають на кожен з нижніх рівнів з однаковою імовірністю ($\alpha = 0,5$). Щодо релаксаційних констант γ_g і γ_r , розглянемо два випадки – коли за рахунок релаксації між станами $|g\rangle$ та $|r\rangle$ за відсутності поля їхні населеності вирівнюються, тобто $\gamma_g = \gamma_r$, та коли $\gamma_g = 0$ і за відсутності поля всі атоми кремнію перебувають

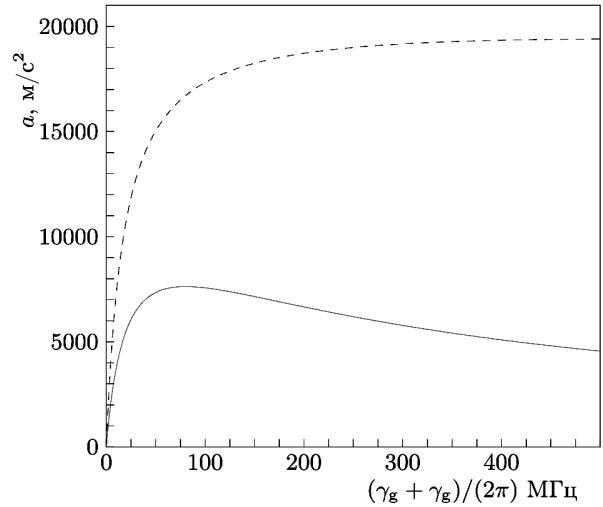


Рис. 8. Залежність прискорення наночастинки від $\gamma_g + \gamma_r$ при $\gamma_g = \gamma_r$ (сувільна крива) і $\gamma_g = 0$ (пунктир). Параметри: $\Delta = 0$, $\delta/2\pi = 500$ МГц, $\Omega_0/2\pi = 1225$ МГц, $\varphi = \pi/4$, $\gamma_{\text{ph}} = 0$ МГц, $\alpha = 0,5$. Масова частка кремнію становить 0,01%

у стані $|g\rangle$. За відсутності даних про швидкість релаксації ми розрахуємо залежність силу світлового тиску на наночастинку від $\gamma_g + \gamma_r$. Результати розрахунку залежності прискорення наночастинки від $\gamma_g + \gamma_r$ за вказаних параметрів наведено на рис. 8. При повільній релаксації, як і можна було чекати, прискорення наночастинки мале, оскільки значна частина атомів у цьому разі перебуває у стані $|r\rangle$ і не взаємодіє з лазерним випромінюванням.

При масовій концентрації кремнію 0,01% маса алмазу, яка припадає на один атом кремнію, становить $4,65 \cdot 10^{-23}$ г, що відповідає об’єму 133 нм³. При очікуваному прискоренні 5000 м/с² сила світлового тиску, зумовлена взаємодією кремнію з полем лазерного випромінювання, становить $2,3$ фН. Діаметр сферичної наночастинки, яка містить 1000 атомів кремнію при такій масовій концентрації, становить 63 нм.

Згідно з роботою [32], сила світлового тиску монохроматичної хвилі інтенсивністю I на діелектричну сферу радіуса $a \ll \lambda$ становить

$$F = \frac{8}{3} \pi \frac{n_2}{c} (ka)^4 a^2 \left(\frac{n_1^2 - n_2^2}{n_1^2 + 2n_2^2} \right) I, \quad (58)$$

де n_1 і n_2 – показники заломлення наночастинки і середовища відповідно. Для алмазу $n_1 = 2,4$. Не-

хай наночастинки діаметром $2a = 63$ нм перебувають у повітрі ($n_2 = 1$) у полі випромінювання інтенсивності $5,2$ Вт/см². У цьому разі з (58) маємо $F = 4,6 \cdot 10^{-6}$ фН, що на шість порядків менше наведеної оцінки сили світлового тиску за рахунок взаємодії центрів забарвлення SiV з полем лазерного випромінювання. Така велика різниця сил світлового тиску на наночастинки, пов'язаних з її діелектричними властивостями і тиском на “активні” атоми, частково зумовлена малим радіусом наночастинки. Дійсно, з (58) випливає, що прискорення наночастинки малого розміру, зумовлене її діелектричними властивостями, пропорційне кубу її радіуса, в той час як прискорення, зумовлене резонансним світловим тиском на “активні” атоми, від розміру наночастинки не залежить, в усякому разі, доки в ній міститься значно більша за одиницю кількість атомів.

6. Висновки

Викладено метод розрахунку сили світлового тиску на атоми та наночастинки з домішкою “активних” атомів у полі зустрічних біхроматичних світлових хвиль для випадку, коли взаємодія атомів з полем може бути описана тривірневою схемою. Розрахунок базується на розв'язанні тричленних рекурентних співвідношень, використаних раніше авторами при аналізі взаємодії двовірневих атомів з полем лазерного випромінювання.

Наявність третього рівня, на який атоми можуть попадати в процесі релаксації з подальшою релаксацією в основний стан, призводить до зменшення сили світлового тиску. Ми показали, що це зменшення не пов'язане прямо зі зміною населеностей двох робочих рівнів, оскільки залежність від параметрів задачі сили світлового тиску і сумарної населеності робочих рівнів відрізняються.

Розраховано силу світлового тиску на наночастинки Y₂SiO₅, доповані іонами ¹⁶⁷Er³⁺. Знайдене прискорення наночастинок, порядку 40 м/с², достатнє для реєстрації сили світлового тиску в полі зустрічних біхроматичних хвиль, хоч і на кілька порядків менше за прискорення двовірневого атома за таких же умов.

За нашими розрахунками, більш перспективними, ніж лантаниди, для використання у ролі “активних” атомів є центри забарвлення в алмазі. Як виявилось, при масовій концентрації кремнію в алмазі на рівні 0,01 % прискорення наноча-

стинки може становити близько 5000 м/с². Це на 2 порядки більше, ніж очікуване прискорення наночастинок з Y₂SiO₅, допованого іонами ¹⁶⁷Er³⁺ з на порядок вищою концентрацією рідкоземельних іонів.

Концепція використання “активних” атомів для збільшення тиску світла на наночастинки дозволяє на кілька порядків збільшити силу світлового тиску на малі, значно менші за довжину хвилі, наночастинки.

Крім розрахунку сил світлового тиску на наночастинки з “активними” атомами, розроблений метод розрахунку сили можна використовувати і у випадку, коли взаємодію вільного атома з полем не можна звести до двовірневої схеми.

Робота виконана за Цільовою програмою фундаментальних досліджень НАН України “Перспективні фундаментальні дослідження та інноваційні розробки наноматеріалів і нанотехнологій для потреб промисловості, охорони здоров'я та сільського господарства”.

1. J.L. Killian, F. Ye, M.D. Wang. Optical tweezers: A force to be reckoned with. *Cell* **175**, 1445 (2018).
2. P. Polimeno, A. Magazzù, M.A. Iat'i, F. Patti, R. Saija, C.D. Esposti Boschi, M.G. Donato, P.G. Gucciardi, P.H. Jones, G. Volpe, *et al.* Optical tweezers and their applications. *J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **218**, 131 (2018).
3. S.T. Müller, D.V. Magalhães, R.F. Alves, V.S. Bagnato. Compact frequency standard based on an intracavity sample of cold cesium atoms. *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 2592 (2011).
4. V. Shah, R. Lutwak, R. Stoner, M. Mescher. A compact and low-power cold atom clock. In: *2012 IEEE International Frequency Control Symposium Proceedings* (2012).
5. F.P. dos Santos, S. Bonvalot. *Cold-Atom Absolute Gravimetry* (Springer International Publishing, 2016).
6. V.G. Minogin, V.S. Letokhov. *Laser Light Pressure on Atoms* (Gordon and Breach, 1987).
7. H.J. Metcalf, P. van der Stratten. *Laser Cooling and Trapping* (Springer-Verlag, 1999).
8. А.П. Казанцев. Ускорение атомов светом. *ЖЭТФ* **66**, 1599 (1974).
9. В.С. Войцехович, М.В. Данилейко, А.М. Негрийко, В.И. Романенко, Л.П. Яценко. Давление света на атомы во встречных амплитудно-модулированных волнах. *ЖТФ* **558**, 1174 (1988).
10. В.С. Войцехович, М.В. Данилейко, А.М. Негрийко, В.И. Романенко, Л.П. Яценко. Наблюдение стимулированного светового давления амплитудно-модулиро-

- ванного излучения на атомы. *Письма в ЖЭТФ* **49**, 138 (1989).
11. J. Söding, R. Grimm, Y. Ovchinnikov, P. Bouyer, C. Salomon. Short-Distance atomic beam deceleration with a stimulated light force. *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1420 (1997).
 12. L. Yatsenko, H. Metcalf. Dressed-atom description of the bichromatic force. *Phys. Rev. A* **70**, 063402 (2004).
 13. А.М. Негрійко, В.І. Романенко, Л.П. Яценко. *Динаміка атомів і молекул в когерентних лазерних полях* (Наукова думка, 2008).
 14. H. Metcalf. Strong optical forces on atoms in multi-frequency light. *Rev. Mod. Phys.* **89**, 041001 (2017).
 15. В.І. Романенко, Л.П. Яценко. Стимулированное световое давление при неадиабатическом взаимодействии атома с полем встречных частотно-модулированных волн. *Письма в ЖЭТФ* **86**, 868 (2007).
 16. V. Romanenko, B. Shore, L. Yatsenko. Forces exerted on atoms by stochastic laser fields. *Optics Communications* **268**, 121 (2006) ISSN 0030- 4018.
 17. V.I. Romanenko, L.P. Yatsenko. Theory of onedimensional trapping of atoms by counterpropagating short pulse trains. *J. Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Phys.* **44**, 115305 (2011).
 18. V.I. Romanenko, Y.G. Udovitskaya, A.V. Romanenko, L.P. Yatsenko. Cooling and trapping of atoms and molecules by counterpropagating pulse trains. *Phys. Rev. A* **90**, 053421 (2014).
 19. В.І. Романенко, О.В. Романенко, Л.П. Яценко. Оптична пастка для атомів на основі зустрічних біхроматичних світлових хвиль. *УФЖ* **61**, 319 (2016).
 20. V.I. Romanenko, N.V. Kornilovska. Atoms in the counter-propagating frequency-modulated waves: splitting, cooling, confinement. *The European Physical J. D* **71**, 229 (2017).
 21. M. Kerker. *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation* (Academic press, 1969).
 22. L. Podlecki, R. Glover, J. Martin, T. Bastin. Radiation pressure on a two-level atom: An exact analytical approach. *JOSA B* **35**, 127 (2018).
 23. L. Podlecki, J. Martin, T. Bastin. Radiation pressure on single atoms: Generalization of an exact analytical approach to multilevel atoms. *J. Opt. Soc. Am. B* **38**, 3244 (2021).
 24. V.I. Romanenko, L.P. Yatsenko. Evolution of the velocity distribution of atoms under the action of the bichromatic force. *Phys. Rev. A* **103**, 043104 (2021).
 25. R.L. Cone, C.W. Thiel, Y. Sun, T. Böttger, R.M. Macfarlane. Rare-earth-doped materials with application to optical signal processing, quantum information science, and medical imaging technology. In: *Proceedings of SPIE: Advances in Photonics of Quantum Computing, Memory, and Communication V (2012)*, *Proceedings of SPIE*, Vol. 8272.
 26. E. Baldit, K. Bencheikh, P. Monnier, S. Briauudeau, J.A. Levenson, V. Crozatier, I. Lorgeré, F. Bretenaker, J.L. Le Gouët, O. Guillot-Noël *et al.* Identification of Λ -like systems in $\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ and observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. B* **81**, 144303 (2010).
 27. B. Shore. *The Theory of Coherent Atomic Excitation* (Wiley, 1990), Vol. 1.
 28. T. Böttger, C.W. Thiel, Y. Sun, R.L. Cone. Optical decoherence and spectral diffusion at $1.5 \mu\text{m}$ in $\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ versus magnetic field, temperature, and Er^{3+} concentration. *Phys. Rev. B* **73**, 075101 (2006).
 29. R.E. Evans, A. Sipahigil, D.D. Sukachev, A.S. Zibrov, M.D. Lukin. Narrow-linewidth homogeneous optical emitters in diamond nanostructures via silicon ion implantation. *Phys. Rev. Applied* **5**, 044010 (2016).
 30. M.K. Bhaskar, D.D. Sukachev, A. Sipahigil, R.E. Evans, M.J. Burek, C.T. Nguyen, L.J. Rogers, P. Siyushev, M.H. Metsch, H. Park *et al.* Quantum nonlinear optics with a germanium-vacancy color center in a nanoscale diamond waveguide. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 223603 (2017).
 31. C. Hepp, T. Müller, V. Waselowski, J.N. Becker, B. Pingault, H. Sternschulte, D. Steinmüller-Nethl, A. Gali, J.R. Maze, M. Atatüre *et al.* Electronic structure of the silicon vacancy color center in diamond. *Phys. Rev. Lett.* **112**, 036405 (2014).
 32. Y. Harada, T. Asakura. Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime. *Optics Communications* **124**, 529 (1996).

Одержано 10.12.22

V.I. Romanenko, N.V. Kornilovska, L.P. Yatsenko

LIGHT PRESSURE
ON NANOPARTICLES IN THE FIELD
OF COUNTER-PROPAGATING BICHROMATIC
WAVES WITH AN ADDITIONAL RELAXATION
CHANNEL FOR THE EXCITED-STATE POPULATION

Light pressure on nanoparticles containing impurity atoms or color centers interacting resonantly with the field has been considered. In the general case, the available crystalline environment of atoms prohibits the formation of a two-level interaction scheme of the atom or the color center with the field by eliminating the prohibition on some transitions with spontaneous radiation emission. As a result, some atoms remain temporarily in the states that do not interact with the laser radiation field, but relax in time to the ground state. A theory which enables the calculation of the light-pressure force on atoms or color centers (and, accordingly, on the nanoparticle, where they are located) and its dependence on the atom-field interaction parameters, as well as the relaxation parameters of the excited and intermediate states, has been developed. To analyze the influence of various factors on the light-pressure force, calculations are made for a model set of parameters and for the parameters corresponding to the interaction between triply charged erbium ions in erbium-doped Y_2SiO_5 crystals and color centers that emerge owing to the occupation of defects in diamond crystals by silicon atoms. It turned out that the color centers make it possible to reinforce the light pressure on small, much smaller than the light wavelength, nanoparticles by several orders of magnitude.

Keywords: atoms, nanoparticles, laser radiation, light pressure.