Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 11, с. 732 – 737

Сдвиг в атомных интерферометрах, вызванный асимметрией формы линии

В. И. Юдин[a,b,c 1)], *О. Н. Прудников*[a,b], *А. В. Тайченачев*[a,b], *М. Ю. Басалаев*[a,b,c], *Д. Н. Капуста*[b], *А. Н. Гончаров*[b], *М. Д. Радченко*[a,b,c], *В. Г. Пальчиков*[d,e], *Л. Жу*[g 2)], *М. Ш. Жан*[g 2)]

[a] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[b] *Институт лазерной физики Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[c] *Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия*

[d] *Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, 141570 Менделеево, Россия*

[e] *Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Россия*

[g] *Innovation Academy for Precision Measurement Science and Technology, Chinese Academy of Sciences, 430071 Wuhan, China*

Поступила в редакцию 17 октября 2025 г.
После переработки 27 октября 2025 г.
Принята к публикации 30 октября 2025 г.

В настоящей работе мы исследуем сдвиг в атомных интерферометрах, обусловленный асимметрией формы линии спектроскопического сигнала, и который ранее не обсуждался в научной литературе. Эта асимметрия возникает вследствие того, что чирпирование лазерного излучения осуществляется не только во время интервалов свободной эволюции атомов, но также и во время действия рамсеевских импульсов. В результате, эффективная отстройка от рабочего атомного перехода во время действия импульсов тоже зависит от скорости чирпирования, что, в свою очередь, и приводит к возникновению сдвига, обусловленного асимметрией формы линии (lineshape-asymmetry-caused shift, LACS). Показано, что этот сдвиг имеет обратную кубическую зависимость $\propto 1/T^3$ от длительности интервала свободной эволюции T, что заметно контрастирует с типичной для атомной интерферометрии зависимостью $\propto 1/T^2$. Поэтому метрологическая значимость этого сдвига существенно возрастает для малогабаритных атомных интерферометров с малой базой. Например, для интерферометров-гравиметров типа Маха–Цендера, использующих двухфотонные переходы в атомах рубидия, при $T \sim 1$ мс мы оцениваем сдвиг LACS и его вариации на уровне 0.1–1 мГал, в то время как для $T \sim 100$ мкс это может достигать величины 0.1–1 Гал.

DOI: 10.31857/S0370274X25120048

Атомная интерферометрия является основой создания современных квантовых сенсоров различного назначения. Например, квантовые абсолютные гравиметры, основанные на интерференции ультрахолодных атомов, были впервые реализованы в 1991 году [1] и в последующие годы продемонстрировали выдающиеся результаты в области высокоточных измерений ускорения свободного падения [2–5]. Их высокая чувствительность, долговременная стабильность и отсутствие необходимости в калибровке делают их незаменимым инструментом для широкого круга фундаментальных [6–10] и практических приложений [11, 12].

Современные тенденции развития атомных интерферометров направлены на их миниатюризацию и повышение мобильности, что неизбежно связано с сокращением времени пролета атомов в интерферометре. Так, например, у высокочувствительных транспортируемых квантовых гравиметров время интерферометрического цикла может достигать нескольких сотен миллисекунд [3]. Это, в свою очередь, существенно ограничивает компактность, быстродействие и динамический диапазон сенсора, а также увеличивает его чувствительность к таким источникам фазовых шумов и систематических сдвигов, как низкочастотная вибрация, градиент остаточного магнитного поля, пространственная неоднородность интенсивности и фазы световых полей, и т.д.

В этом контексте атомные интерферометры с ма-

[1)] e-mail: viyudin@mail.ru
[2)] L. Zhou, M. S. Zhan.

лой базой (т.е. с коротким временем пролета атомов) представляют собой перспективную альтернативу. Они обладают существенно меньшей чувствительностью к внешним возмущениям, имеют высокую частоту опроса (десятки герц) и большие возможности к миниатюризации. При этом, как показано в ряде работ [13, 14], даже при длительностях интерферометрической последовательности опроса атомов порядка единиц миллисекунд возможно достижение метрологических характеристик, удовлетворяющих требованиям большинства практических приложений. Этому способствует развитие новых подходов повышения фазовой стабильности и контраста интерференционных сигналов [15–17], а также эффективных методов анализа, коррекции и обработки измерений [18, 19]. Таким образом, интерферометры с малым временем пролета атомов представляют собой перспективное направление развития высокоточных и компактных квантовых сенсоров.

В настоящей работе для атомных интерферометров Маха–Цендера выполнено теоретическое исследование систематического сдвига, который обусловлен асимметрией формы линии спектроскопического сигнала и ранее не обсуждался в научной литературе, насколько мы знаем. В частности показано, что для интерферометров-гравиметров с малой базой данный сдвиг может являться доминирующим, существенно ограничивая точность и стабильность малогабаритных устройств.

В качестве конкретной схемы атомного интерферометра рассмотрим квантовый гравиметр, реализуемый на атомном переходе $|g\rangle\leftrightarrow|e\rangle$ с невозмущенной частотой ω_0, где $|g\rangle$ и $|e\rangle$ есть основное и возбужденное состояния, соответственно, которым соответствуют следующие вектор-столбцы:

$$|g\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad |e\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{1}$$

В этом двухуровневом атоме во время рамсеевских импульсов индуцируются переходы $|g\rangle\leftrightarrow|e\rangle$ под действием резонансного оператора взаимодействия по типу плоской бегущей волны с волновым вектором $\mathbf{k}_{\rm eff}$

$$\widehat{V}(t,\mathbf{r}) = \frac{\hbar\Omega_0}{2} e^{-i[\omega t + \alpha t^2/2 - (\mathbf{r}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff}) + \phi]}|e\rangle\langle g| + \text{h.c.}, \tag{2}$$

где ω есть несущая частота, которая может варьироваться вблизи частоты перехода ω_0, α есть скорость дополнительного частотного чирпа, ϕ есть некоторая фиксированная фаза, а $\Omega_0 > 0$ есть вещественная частота Раби индуцируемых переходов. Как известно, в такой интерферометрической схеме может осуществляться измерение величины $(\mathbf{g}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff})$, где $\mathbf{g}$ есть ускорение свободного падения.

Отметим, что тип взаимодействия (2) имеет место как для однофотонных переходов под действием резонансной бегущей световой волны в случае оптического перехода $|g\rangle\leftrightarrow|e\rangle$, так и для двухфотонных переходов в бихроматическом поле двух встречных бегущих световых волн, когда разность оптических частот этих волн $(\omega_1-\omega_2)$ варьируется вблизи СВЧ частоты ω_0 в случае перехода $|g\rangle\leftrightarrow|e\rangle$ между сверхтонкими уровнями атома в основном состоянии (например, в атомах щелочных металлов). Однако, для нашей работы это не имеет значения.

В качестве примера будем рассматривать стандартный атомный интерферометр-гравиметр типа Маха–Цендера, основанный на последовательности трех рамсеевских импульсов ($\pi/2$–π–$\pi/2$ последовательность), изображенный на рис. 1. Общая теория атомного интерферометра описана в [20, 21].

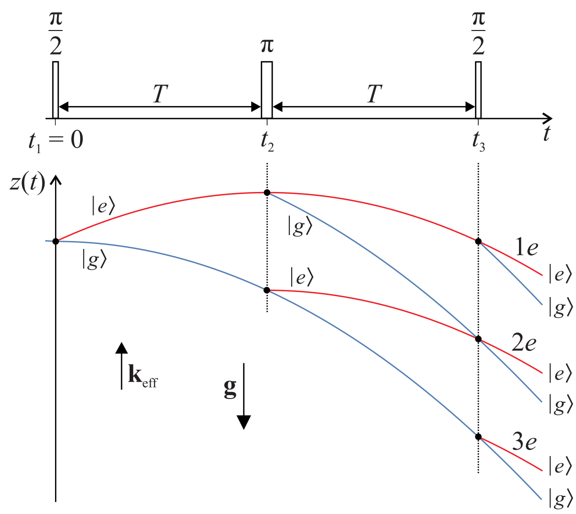

Рис. 1. (Цветной онлайн) Стандартная схема атомного интерферометра-гравиметра типа Маха–Цендера

В системе отсчета движущегося атома оператор (2) можно формально представить как

$$\widehat{V}^{(\rm atom)} = \frac{\hbar\Omega_0}{2} e^{-i\varphi(t)}|e\rangle\langle g| + \text{h.c.}, \tag{3}$$

с временной зависимостью фазы, $\varphi(t)$. Тогда для достаточно коротких длительностей рамсеевских импульсов оператор эволюции атома под действием j-го рамсеевского импульса можно записать в виде

$$\widehat{R}^{(j)} = \begin{pmatrix} A_j & iB_j e^{-i\varphi(t_j)} \\ iB_j e^{i\varphi(t_j)} & A_j^* \end{pmatrix}, \tag{4}$$

где t_j есть момент времени действия j-го рамсеевского импульса (см. рис. 1). Матричные элементы в (4) определяются следующим образом

$$A_j = \cos\left(\frac{\Omega^{(j)}\tau_j}{2}\right) + i\frac{\delta_j}{\Omega^{(j)}}\sin\left(\frac{\Omega^{(j)}\tau_j}{2}\right),$$
$$B_j = \frac{\Omega_0}{\Omega^{(j)}}\sin\left(\frac{\Omega^{(j)}\tau_j}{2}\right), \qquad (5)$$
$$\Omega^{(j)} = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta_j^2},$$

где τ_j есть длительность j-го импульса, δ_j есть эффективная отстройка возмущения (3) от резонанса во время действия j-го импульса с точки зрения движущегося атома, $\Omega^{(j)}$ есть обобщенная частота Раби во время действия j-го импульса. Отметим, что B_j является вещественным числом.

Рассмотрим обычную схему опроса атомов в случае пространственно однородного ускорения свободного падения $\mathbf{g}$. Пусть в момент времени $t = 0$ (т.е. в начале действия 1-го рамсеевского импульса, см. рис. 1) атомы находились на нижнем состоянии $|g\rangle$ и имели начальную скорость $\mathbf{v}$. Тогда в качестве спектроскопического сигнала после действия рамсеевкой последовательности на рис. 1 мы будем рассматривать полную населенность N_e атомов на верхнем уровне $|e\rangle$ на трех различных траекториях: $1e$, $2e$ и $3e$ (см. красные сплошные линии на рис. 1). Полагая, что после действия трех рамсеевских импульсов все три траектории разошлись на заметно большие расстояния, чем длина волны де Бройля, имеем следующее выражение

$$N_e = n_{1e} + n_{2e} + n_{3e} = |K_{1e}|^2 + |K_{2e}|^2 + |K_{3e}|^2. \qquad (6)$$

Используя обозначения из (4), можно записать

$$K_{1e} = B_1 A_2 A_3,$$
$$K_{2e} = B_1 B_2 B_3 - B_2 A_1^* A_3 e^{i\widetilde{\alpha}T^2}, \qquad (7)$$
$$K_{3e} = A_1^* A_2^* B_3,$$

где T есть время свободной эволюции между импульсами (см. рис. 1), а $\widetilde{\alpha}$ есть отцентрированная на измеряемую величину $(\mathbf{g}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff})$ скорость частотного чирпа

$$\widetilde{\alpha} = \alpha - (\mathbf{g}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff}). \qquad (8)$$

При этом в стандартной схеме опроса мы имеем следующие известные выражения для длительности и однофотонной отстройки каждого импульса

$$\tau_1 = \tau_3 = \tau, \quad \tau_2 = 2\tau,$$
$$\delta_1 = \Delta_{\rm D}, \quad \delta_2 = \widetilde{\alpha}T + \Delta_{\rm D}, \quad \delta_3 = 2\widetilde{\alpha}T + \Delta_{\rm D}, \qquad (9)$$

где $\Delta_{\rm D}$ есть общий вклад в отстройку от резонанса, который с учетом эффекта отдачи для атомов с массой M имеет следующий стандартный вид

$$\Delta_{\rm D} = \omega - \omega_0 - \frac{\hbar|\mathbf{k}_{\rm eff}|^2}{2M} - (\mathbf{v}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff}) - \overline{\delta}_{\rm ac}\,, \qquad (10)$$

где $(\mathbf{v}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff})$ есть доплеровский сдвиг частоты во время действия 1-го рамсеевского импульса при $t = 0$ (см. рис. 1). В (10) мы также учли штарковский сдвиг $\overline{\delta}_{\rm ac}$ частоты атомного перехода, вызванный пробным световым полем, и который мы полагаем одинаковым для всех трех импульсов.

Исследуем теперь функциональную зависимость сигнала $N_e(\widetilde{\alpha})$ от варьируемого параметра $\widetilde{\alpha}$

$$N_e(\widetilde{\alpha}) = |K_{1e}(\widetilde{\alpha})|^2 + |K_{2e}(\widetilde{\alpha})|^2 + |K_{3e}(\widetilde{\alpha})|^2, \qquad (11)$$

где мы сразу учли фазовую нечувствительность двух вкладов $|K_{1e}(\widetilde{\alpha})|^2$ и $|K_{3e}(\widetilde{\alpha})|^2$. В общем случае зависимость $N_e(\widetilde{\alpha})$ от переменной $\widetilde{\alpha}$ представляет из себя последовательность узких рамсеевских резонансов с шириной около π/T^2 с плавной огибающей (ширина порядка $\sim 2\Omega_0/T$), что описывается интерференционным вкладом $|K_{2e}(\widetilde{\alpha})|^2$ в (11). Кроме того, имеется также широкая подкладка с плавной зависимостью (ширина порядка $\sim 2\Omega_0/T$), вклад в которую дают два других слагаемых $|K_{1e}(\widetilde{\alpha})|^2$ и $|K_{3e}(\widetilde{\alpha})|^2$. Характерный вид этих зависимостей для моноскоростного атомного ансамбля представлен на рис. 2.

В этом случае гравиметрическое измерение величины $(\mathbf{g}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff})$ соответствует положению $\widetilde{\alpha}_{\rm ext}$ вершины центрального рамсеевского резонанса вблизи нуля (см. рис. 3). При этом сама величина $\widetilde{\alpha}_{\rm ext}$ определяет точность (сдвиг) гравиметрического измерения. Исходя из выражений (5), (7) и (9), нетрудно показать, что в случае $\Delta_{\rm D} = 0$ выполняются следующие соотношения: $K_{1e}(-\widetilde{\alpha}) = K_{1e}^*(\widetilde{\alpha})$, $K_{2e}(-\widetilde{\alpha}) = K_{2e}^*(\widetilde{\alpha})$ и $K_{3e}(-\widetilde{\alpha}) = K_{3e}^*(\widetilde{\alpha})$ [потому что $\delta_j(-\widetilde{\alpha}) = -\delta_j(\widetilde{\alpha})$]. Однако для $\Delta_{\rm D} \neq 0$ эти соотношения нарушаются: $K_{1e}(-\widetilde{\alpha}) \neq K_{1e}^*(\widetilde{\alpha})$, $K_{2e}(-\widetilde{\alpha}) \neq K_{2e}^*(\widetilde{\alpha})$ и $K_{3e}(-\widetilde{\alpha}) \neq K_{3e}^*(\widetilde{\alpha})$ [потому что $\delta_j(-\widetilde{\alpha}) \neq -\delta_j(\widetilde{\alpha})$]. В результате, для функциональной зависимости $N_e(\widetilde{\alpha})$ имеем следующие соотношения

$$N_e(-\widetilde{\alpha}) = N_e(\widetilde{\alpha}) \qquad \Delta_{\rm D} = 0,$$
$$N_e(-\widetilde{\alpha}) \neq N_e(\widetilde{\alpha}) \qquad \Delta_{\rm D} \neq 0. \qquad (12)$$

Как видно, при $\Delta_{\rm D} = 0$ сигнал $N_e(\widetilde{\alpha})$ является четной функцией по $\widetilde{\alpha}$, и, следовательно, положение локального экстремума у центрального рамсеевского резонанса является несдвинутым, т.е. $\widetilde{\alpha}_{\rm ext} = 0$. Однако для $\Delta_{\rm D} \neq 0$ сигнал $N_e(\widetilde{\alpha})$ уже не является четной функцией по $\widetilde{\alpha}$, что в нашем случае означает

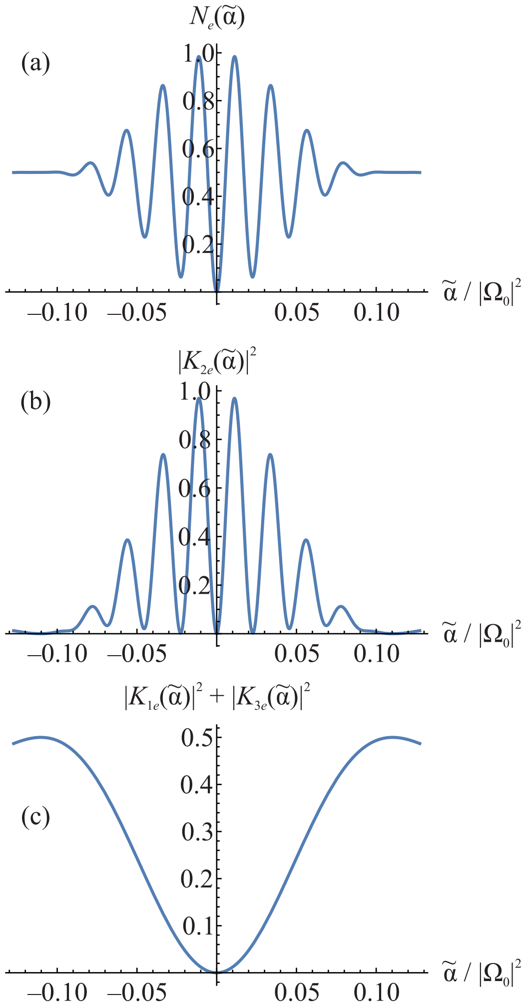

Рис. 2. (Цветной онлайн) Типичные формы зависимостей: (a) – полный сигнал $N_e(\widetilde{\alpha})$; (b) – интерференционный вклад $|K_{2e}(\widetilde{\alpha})|^2$; (c) – подложка ($|K_{1e}(\widetilde{\alpha})|^2 + |K_{3e}(\widetilde{\alpha})|^2$). Параметры расчетов: $\tau\Omega_0 = \pi/2$, $T = 10\tau$, $\Delta_{\mathrm{D}} = 0$

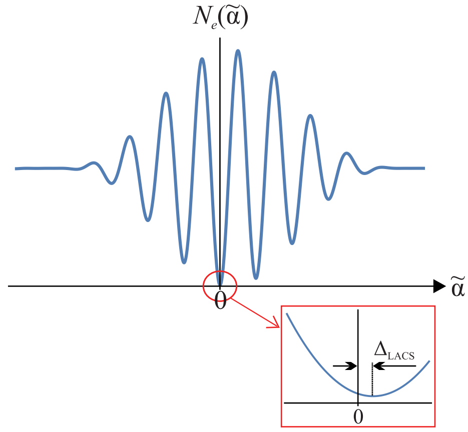

Рис. 3. (Цветной онлайн) Демонстрация наличия сдвига положения экстремума у центрального резонанса в зависимости $N_e(\widetilde{\alpha})$ в случае $\Delta_{\mathrm{D}} \neq 0$

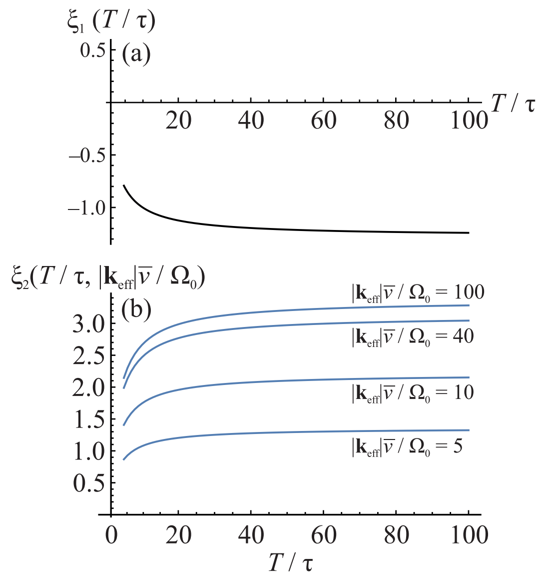

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость безразмерной функции $\xi_1(T/\tau)$ в выражении для сдвига (13). (b) – Зависимость безразмерной функции $\xi_2(T/\tau, |\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}|\bar{v}/\Omega_0)$ от T/τ в выражении (16) для нескольких фиксированных значений параметра $|\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}|\bar{v}/\Omega_0 = 5, 10, 40, 100$ (см. снизу вверх)

сдвиг положения вершины центрального рамсеевского резонанса $\Delta_{\mathrm{LACS}} \neq 0$ (см. рис. 3), который можно характеризовать как сдвиг, обусловленный асимметрией формы линии (lineshape-asymmetry-caused shift, LACS). При этом расчеты показывают, что в случае $\Omega_0\tau = \pi/2$ и $|\Delta_{\mathrm{D}}| < 0.5\Omega_0$ хорошо выполняется линейная зависимость по Δ_{D}:

$$\Delta_{\mathrm{LACS}} \approx \xi_1(T/\tau)\frac{\tau}{T^3}\frac{\Delta_{\mathrm{D}}}{\Omega_0}\,, \qquad (13)$$

где безразмерная отрицательная функция $\xi_1(T/\tau) < 0$ достаточно медленно зависит от отношения T/τ в случае $T \gg \tau$ (см. на рис. 4). Таким образом, зависимость отстроек $\delta_j(\widetilde{\alpha})$ от параметра $\widetilde{\alpha}$ (см. выражения в (9)) и наличие остаточной доплеровской отстройки от резонанса $\Delta_{\mathrm{D}} \neq 0$ во время действия рамсеевких импульсов ведет к ошибке $\Delta_{\mathrm{LACS}} \neq 0$ при измерении величины $(\mathbf{g}\cdot\mathbf{k}_{\mathrm{eff}})$.

В случае немоноскоростного атомного ансамбля требуется рассматривать сигнал, усредненный по скоростному распределению $f(\mathbf{v})$:

$$\langle N_e(\widetilde{\alpha})\rangle_{\mathbf{v}} = \int f(\mathbf{v})N_e(\widetilde{\alpha})d\mathbf{v}^3. \qquad (14)$$

При этом величина LACS будет претерпевать существенные изменения по отношению к выражению

(13). Например, рассмотрим максвелловское скоростное распределение

$$f_{\mathrm{M}}(\mathbf{v}) = \frac{1}{\pi^{3/2}\bar{v}^3} e^{-\frac{(\mathbf{v}-\mathbf{v}_0)^2}{\bar{v}^2}}, \qquad (15)$$

где $\bar{v}$ – характерная ширина скоростного распределения относительно средней скорости атомного пучка $\mathbf{v}_0$. При этом, в общем случае, не существует простого выражения для LACS. Однако, для $\Omega_0\tau = \pi/2$ и при $T \gg \tau$ в случае, когда доплеровская ширина $|\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}|\bar{v}$ существенно превышает частоту Раби, $|\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}|\bar{v} > 5\Omega_0$, достаточно хорошо работает следующее выражение

$$\Delta_{\mathrm{LACS}}^{\langle\mathbf{v}\rangle} \approx \xi_2(T/\tau, |\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}|\bar{v}/\Omega_0) \frac{\tau}{T^3} \frac{\Omega_0}{|\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}|\bar{v}} \frac{\langle\Delta_{\mathrm{D}}\rangle_{\mathbf{v}}}{|\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}|\bar{v}}, \qquad (16)$$

где $\langle\Delta_{\mathrm{D}}\rangle_{\mathbf{v}}$ есть остаточная доплеровская отстройка для средней скорости атомов $\mathbf{v}_0$:

$$\langle\Delta_{\mathrm{D}}\rangle_{\mathbf{v}} = \omega - \omega_0 - \frac{\hbar|\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}|^2}{2M} - (\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{k}_{\mathrm{eff}}) - \bar{\delta}_{\mathrm{ac}}, \qquad (17)$$

а $\xi_2(T/\tau, |\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}|\bar{v}/\Omega_0)$ есть безразмерная функция, которая зависит от двух безразмерных параметров T/τ и $|\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}|\bar{v}/\Omega_0$ (см. рис. 4b). Формула (16) хорошо выполняется для $|\langle\Delta_{\mathrm{D}}\rangle_{\mathbf{v}}| < 0.5|\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}|\bar{v}$. Сравнивая знаки зависимостей на рис. 4a и b, интересно отметить, что сдвиг (16) противоположен по знаку сдвигу (13) для моноскоростного ансамбля атомов.

Продемонстрируем метрологическую значимость сдвига LACS на примере атомных интерферометров-гравиметров. Очевидно, что в силу обратной кубической зависимости ($\propto 1/T^3$) роль этого сдвига в бюджете ошибок будет увеличиваться для малогабаритных интерферометров с малой базой. Рассмотрим, например, следующие параметры рамсеевской схемы опроса атомов: $T = 2.5$ мс, $\tau = 25$ мкс и $\Omega_0 = 2\pi \times 10$ кГц (т.е. $\Omega_0\tau = \pi/2$). Применительно к скоростному распределению атомного пучка примем следующие значения: $\mathbf{v}_0 \sim 50$ см/с и $\bar{v} \sim 5$ см/с, что для двухфотонных переходов через D-линии в атомах рубидия дает оценки $|(\mathbf{k}_{\mathrm{eff}} \cdot \mathbf{v}_0)| \sim 1$ МГц и $|\mathbf{k}_{\mathrm{eff}}|\bar{v} \sim 100$ кГц. В этом случае, учитывая возможность однопроцентной вариации величины $\mathbf{v}_0$ в процессе гравиметрических измерений, можно смело полагать оценку $|\langle\Delta_{\mathrm{D}}\rangle_{\mathbf{v}}| \sim 10$ кГц как для самой величины $|\langle\Delta_{\mathrm{D}}\rangle_{\mathbf{v}}|$, так и для ее вариаций. Подставляя эти значения в формулу (16), получаем оценку величины сдвига LACS и его вариаций на уровне $|\Delta_{\mathrm{LACS}}^{\langle\mathbf{v}\rangle}| \gtrsim 20\,\mathrm{c}^{-2}$, что, применительно к гравиметрии, соответствует $\gtrsim 0.1$ мГал. Таким образом, на миллисекундной шкале времен свободной эволюции T в атомных интерферометрах-гравиметрах сдвиг LACS может приводить к ошибке и флуктуациям измерений на уровне 0.1–1 мГал. И, соответственно, для времени свободной эволюции $T \sim 100$ мкс эта оценка достигает величин 0.1–1 Гал. Очевидно, что сдвиги такого уровня могут существенно снизить метрологические характеристики атомных интерферометров с малой базой. Более того, в случае моноскоростного атомного ансамбля этот сдвиг может достигать еще больших величин. Также отметим, что хотя для интерферометров-гравиметров с временем свободной эволюции на уровне десятков миллисекунд сдвиг LACS не является настолько критически большим, тем не менее он не является пренебрежимо малым (может достигать порядка 1–10 мкГал) и его необходимо учитывать в бюджете ошибок измерений.

В порядке общей дискуссии следует сказать, что наиболее компактные квантовые гравиметры обязаны своей эффективностью высокой частоте опроса атомов (десятки герц) и повторному использованию холодных атомов в газовой ячейке, перезахватывая их в магнитооптическую ловушку в конце экспериментального цикла. Это, в свою очередь, устанавливает полное время свободного падения атомов на уровне 40–50 мс (8–12 мм), обусловленное размерами области перекрытия лазерных пучков, эффективностью перезахвата, требуемым быстродействием и т.д. За время свободного падения атомов осуществляется три этапа: подготовка начального атомного волнового пакета, атомная интерференция и детектирование. Длительность этапа подготовки атомов зависит от способа подготовки, однако, в среднем составляет несколько десятков миллисекунд. Длительность этапа детектирования после действия рамсеевской последовательности обычно составляет несколько миллисекунд [2]. Оставшееся время (около 20 мс и менее) приходится на сам этап атомной интерференции. Пример весьма компактного гравиметра был продемонстрирован в работе [13], где величина T не превышала 7 мс, а чувствительность достигала от 570 мкГал $\times$ Гц$^{-1/2}$ до 36.7 мГал $\times$ Гц$^{-1/2}$ при частотах опроса от 50 Гц до 330 Гц, соответственно. При этом следует отметить, что гравиметры с малым временем T обладают высоким быстродействием, повышенной устойчивостью к многим систематическим сдвигам (например, градиент магнитного поля, пространственная неоднородность интенсивности и кривизна волнового фронта, и пр.) и к вибрациям, делая возможным работу квантовых гравиметров в высоко динамических условиях и на подвижных платформах. Все вышесказанное, с учетом постоянной тенденции к миниатюризации приборов, показывает актуальность результатов нашего исследования для атомных гравиметров, в которых длительность интервала между рамсеевскими импульсами T не превышает 10–20 мс, и тем более для T порядка единиц миллисекунд и ниже. Более того, помимо квантовых гравиметров, можно также говорить и о других устройствах (например, атомные акселерометры и гироскопы), в которых используется техника чирпирования частоты пробного лазерного поля.

В заключении, мы теоретически исследовали сдвиг в атомных интерферометрах, который ранее не обсуждался в научной литературе. Этот сдвиг обусловлен асимметрией формы линии спектроскопического сигнала (LACS) при использовании метода частотного чирпирования частоты пробного поля и имеет обратную кубическую зависимость $\propto 1/T^3$ от длительности интервала свободной эволюции T, что заметно контрастирует с типичной для атомной интерферометрии зависимостью $\propto 1/T^2$. Таким образом, его влияние существенно возрастает для атомных интерферометров с малой базой. На примере интерферометра-гравиметра типа Маха–Цендера показано, что начиная с величины T на уровне десятков миллисекунд сдвиг LACS уже становится метрологически значимым, а при T на уровне миллисекунд и ниже он может быть доминирующим, существенно ограничивая точность и стабильность малогабаритных устройств. Поэтому его экспериментальное обнаружение, детальное исследование и разработка методов подавления является актуальной задачей для развития атомной интерферометрии и создания прецизионных компактных квантовых сенсоров различного назначения (гравиметров, акселерометров, гироскопов).

Финансирование работы. Данная работа была поддержана Российским научным фондом (грант # 25-42-00093). Л. Жу (L. Zhou) и М. Ш. Жан (M. S. Zhan) были поддержаны Национальным фондом естественных наук Китая (грант # W2412045).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
2. A. Peters, K. Y. Chung, and S. Chu, Metrologia **38**, 25 (2001).
3. C. Freier, M. Hauth, V. Schkolnik, B. Leykauf, M. Schilling, H. Wziontek, H.-G. Scherneck, J. Müller, and A. Peters, J. Phys.: Conf. Ser. **723**, 012050 (2016).
4. V. Ménoret, P. Vermeulen, N. Le Moigne, S. Bonvalot, P. Bouyer, A. Landragin, and B. Desruelle, Sci. Rep. **8**, 12300 (2018).
5. N. Heine, J. Matthias, M. Sahelgozin, W. Herr, S. Abend, L. Timmen, J. Müller, and E. M. Rasel, Eur. Phys. J. D **74**, 174 (2020).
6. A. Wicht, J. M. Hensley, E. Sarajlic, and S. Chu, Phys. Scr. **102**, 82 (2002).
7. G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, M. Prevedelli, and G. M. Tino, Nature **510**, 518 (2014).
8. X. C. Duan, X. B. Deng, M. K. Zhou, K. Zhang, W. J. Xu, F. Xiong, Y. Y. Xu, C. G. Shao, J. Luo, and Z. K. Hu, Phys. Rev. Lett. **117**, 023001 (2016).
9. P. Asenbaum, C. Overstreet, M. Kim, J. Curti, and M. A. Kasevich, Phys. Rev. Lett. **125**, 191101 (2020).
10. L. Zhou, S. T. Yan, Y. H. Ji, C. He, J. J. Jiang, Z. Hou, R. D. Xu, Q. Wang, Z. X. Li, D. F. Gao, M. Liu, W. T. Ni, J. Wang, and M. S. Zhan, Front. Phys. **10**, 1039119 (2022).
11. J. Kennedy, T. P. A. Ferré, and B. Creutzfeldt, Water Resour. Res. **52**, 7244 (2016).
12. M. Diament, G. Lion, G. Pajot-Métivier, S. Merlet, and S. Déroussi, IEEE Instrum. Meas. Mag. **27**, 17 (2024).
13. H. J. McGuinness, A. V. Rakholia, and G. W. Biedermann, Appl. Phys. Lett. **100**, 011106 (2012).
14. F. A. Narducci, A. T. Black, and J. H. Burke, Adv. Phys.: X **7**, 1946426 (2022).
15. G. A. Olivares-Rentería, D. A. Lancheros-Naranjo, E. Gomez, and J. A. Franco-Villafañe, Phys. Rev. A **101**, 043613 (2020).
16. Q. Q. Hu, H. Zhou, Y. K. Luo, Q. Luo, W. J. Kuang, F. B. Wan, Y. Y. Zhong, and F. F. Xu, Optik **276**, 170637 (2023).
17. Y. Wang, J. Glick, T. Deshpande, K. DeRose, S. Saraf, N. Sachdeva, K. Jiang, Z. Chen, and T. Kovachy, Phys. Rev. Lett. **133**, 243403 (2024).
18. P. Cheiney, L. Fouché, S. Templier, F. Napolitano, B. Battelier, P. Bouyer, and B. Barrett, Phys. Rev. Applied **10**, 034030 (2018).
19. J. Wei, J. Huang, and C. Lee, Phys. Rev. Res. **7**, L012064 (2025).
20. P. Storey and C. Cohen-Tannoudji, J. Phys. II France **4**, 1999 (1994).
21. C. J. Bordé, C. R. Acad. Sci. Paris **2**, Série IV, 509 (2001).