Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 7, с. 592 – 599 © 2026 г. 10 октября

Атомная интерферометрия на основе фазово-прыжкового сигнала ошибки с подавлением сдвига, вызванного 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], *М. Д. Радченко*[a,b,c], *Д. Н. Капуста*[b], *А. Н. Гончаров*[b], *А. Е. Бонерт*[b], *В. Г. Пальчиков*[d,e], *Т. Занон-Вилетт*[f 2)], *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*

[f] *Sorbonne Université, F-75005, Paris, France*

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

Поступила в редакцию 30 августа 2026 г.
После переработки 4 сентября 2026 г.
Принята к публикации 5 сентября 2026 г.

Мы развиваем метод формирования интерференционной картины (Ramsey fringes) в атомных интерферометрах как разностного сигнала ошибки с использованием техники фазовых прыжков для рамсеевских импульсов (фазово-прыжковый сигнал ошибки). При этом измерительная процедура может осуществляться как стабилизация (захват) скорости частотного чирпа в центральном нуле сигнала ошибки. Мы показываем аналитически, что такой подход позволяет подавить сдвиг, обусловленный асимметрией формы линии (lineshape-asymmetry-caused shift, LACS). Этот сдвиг был недавно теоретически предсказан и экспериментально идентифицирован в работах [В. И. Юдин и др., Письма в ЖЭТФ **122**, 732 (2025); Д. Н. Капуста и др., Письма в ЖЭТФ **123**, 397 (2026)]. Характерной особенностью сдвига LACS является обратная кубическая зависимость $\propto 1/T^3$ (где T есть время пролета атомов между соседними рамсеевскими импульсами), и он может становиться доминирующим для интерферометров с малой базой. Поэтому разработанный алгоритм измерений с фазово-прыжковым сигналом ошибки позволит существенно улучшить метрологические характеристики малогабаритных квантовых сенсоров различного назначения (атомных гравиметров, акселерометров, гироскопов).

DOI: 10.7868/S3034576626100120

Современная атомная интерферометрия является фундаментальной платформой для создания высокоточных квантовых сенсоров нового поколения. С момента первой демонстрации квантового гравиметра на основе интерференции холодных атомов [1] эта область пережила стремительное развитие, приведшее к созданию приборов с беспрецедентной чувствительностью и долговременной стабильностью [2–5]. Отличительной чертой таких устройств является отсутствие необходимости в регулярной калибровке, что делает их востребованными как в фундаментальных исследованиях (проверка принципов эквивалентности, измерение гравитационной постоянной) [6–10], так и в прикладных задачах, включая геодезию, навигацию и мониторинг природных ресурсов и пр. [11–15].

Одной из ключевых тенденций развития атомных интерферометров является их миниатюризация и повышение мобильности. В этом контексте интерферометры с короткой базой (малым временем пролета) представляют собой перспективную альтернативу. Они обладают меньшей восприимчивостью к внешним воздействиям, обеспечивают высокую ча-

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

стоту опроса (до десятков герц) и открывают широкие возможности для создания компактных приборов. Как показано в работах [16–18], даже при длительности последовательности порядка нескольких миллисекунд можно достичь метрологических характеристик, достаточных для большинства практических приложений. Этому способствуют новые методы повышения фазовой стабильности и контраста интерференционных сигналов [19–21], а также эффективные алгоритмы обработки данных [22, 23].

Однако, сокращение времени пролета атомов приводит также к появлению новых систематических эффектов, которые ранее не оказывали значительного влияния. В нашей недавней работе [24] был теоретически предсказан ранее неизвестный сдвиг, обусловленный асимметрией формы спектральной линии (lineshape-asymmetry-caused shift, LACS). Характерной чертой этого сдвига является его зависимость $\propto 1/T^3$ (где T – время между импульсами), что делает его доминирующим именно для интерферометров с малой базой, существенно ограничивая точность компактных квантовых сенсоров. Позднее в работе [25] была проведена экспериментальная идентификация этого эффекта.

Настоящая работа посвящена дальнейшему теоретическому анализу сдвига LACS в атомных интерферометрах типа Маха–Цендера, а также разработке эффективного метода его подавления. Для этого мы сравниваем две техники формирования разностного сигнала ошибки. Кроме стандартного подхода, основанного на формировании сигнала ошибки с помощью техники "прыжка частоты чирпа" (chirp-jump technique) [26], мы рассматриваем альтернативную схему, использующую управление фазами отдельных рамсеевских импульсов (phase-jump technique). Аналитически показано, что стандартный метод чирп-прыжкового сигнала ошибки сдвиг LACS не устраняет, в то время как использование фазово-прыжкового сигнала ошибки позволяет полностью подавить сдвиг LACS, в том числе и при усреднении по произвольному скоростному распределению атомов.

Ниже мы будем следовать математическому формализму, представленному в [24]. В качестве конкретной схемы атомного интерферометра рассмотрим квантовый гравиметр, реализуемый на атомном переходе 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 индуцируются переходы $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ под действием резонансного оператора взаимодействия по типу плоской бегущей волны с волновым вектором $\mathbf{k}_{\text{eff}}$

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

где ω есть несущая частота, которая может варьироваться вблизи частоты перехода ω_0; α есть скорость дополнительного частотного чирпа; ϕ есть дополнительная фаза, которой мы можем также управлять; а $\Omega_0 > 0$ есть вещественная частота Раби индуцируемых переходов. Как известно, в такой интерферометрической схеме осуществляется измерение величины $(\mathbf{g} \cdot \mathbf{k}_{\text{eff}})$, 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.

Рассмотрим атомный интерферометр-гравиметр Маха–Цендера, основанный на последовательности трех рамсеевских импульсов, изображенный на рис. 1. В системе отсчета движущегося по классической траектории атома оператор (2) можно формально представить как

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

с временной зависимостью фазы, $\varphi(t)$. Тогда для достаточно коротких длительностей рамсеевских импульсов оператор эволюции атома в базисе (1) 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

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

$$\Omega^{(j)} = \sqrt{\Omega_0^2 + \delta_j^2},$$

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.

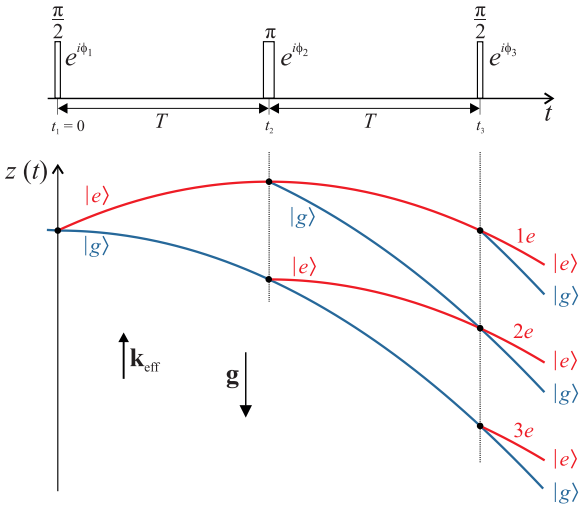

Рис. 1. (Цветной онлайн) Стандартная схема атомного интерферометра-гравиметра типа Маха–Цендера

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 рамсеевской 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

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

Используя обозначения из (4), можно записать

$$\begin{aligned} K_{1e} &= B_1 A_2 A_3, \\ K_{2e} &= B_1 B_2 B_3 - A_1^* B_2 A_3 e^{i\widetilde{\alpha}T^2} e^{i\Phi}, \\ K_{3e} &= A_1^* A_2^* B_3, \end{aligned} \quad (7)$$

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

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

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

$$\begin{aligned} &\tau_1 = \tau_3 = \tau, \quad \tau_2 = 2\tau, \\ &\delta_1 = \Delta_{\text{D}}, \quad \delta_2 = \widetilde{\alpha}T + \Delta_{\text{D}}, \quad \delta_3 = 2\widetilde{\alpha}T + \Delta_{\text{D}}, \end{aligned} \quad (9)$$

где Δ_{D} есть остаточная доплеровская отстройка от резонанса во время действия каждого импульса, которая с учетом эффекта отдачи для атомов с массой M имеет следующий стандартный вид

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

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

Кроме того, в отличие от [24], для наших дальнейших целей мы ввели в рассмотрение дополнительные (искусственные) фазы импульсов ϕ_1, ϕ_2 и ϕ_3 (см. рис. 1), которые мы можем контролируемым образов создавать индивидуально для каждого рамсеевского импульса. Эти фазы определяют параметр Φ:

$$\Phi = \phi_1 + \phi_3 - 2\phi_2, \quad (11)$$

который содержится в дополнительном фазовом множителе $e^{i\Phi}$ в выражении для K_{2e} в (7).

Функциональную зависимость спектроскопического сигнала $N_e(\widetilde{\alpha}, \Phi)$ от варьируемого параметра $\widetilde{\alpha}$ при фиксированном Φ можно представить как

$$N_e(\widetilde{\alpha}, \Phi) = |K_{1e}(\widetilde{\alpha})|^2 + |K_{2e}(\widetilde{\alpha}, \Phi)|^2 + |K_{3e}(\widetilde{\alpha})|^2, \quad (12)$$

где мы сразу учли фазовую нечувствительность (по отношению к фазе Φ) двух вкладов $|K_{1e}(\widetilde{\alpha})|^2$ и $|K_{3e}(\widetilde{\alpha})|^2$. В общем случае спектральная зависимость $N_e(\widetilde{\alpha}, \Phi)$ от переменной $\widetilde{\alpha}$ представляет из себя последовательность узких рамсеевских резонансов с FWHM около π/T^2 с плавной огибающей (ширина порядка $\sim 2\Omega_0/T$), что описывается интерференционным вкладом $|K_{2e}(\widetilde{\alpha}, \Phi)|^2$ в (12). 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 $|K_{3e}(\widetilde{\alpha})|^2$.

В работе [24] нами был рассмотрен обычный случай равенства фаз у всех трех импульсов $\phi_1 = \phi_2 = \phi_3$ (т.е. $\Phi = 0$), когда гравиметрическое измерение величины $(\mathbf{g} \cdot \mathbf{k}_{\text{eff}})$ соответствует положению вершины центрального рамсеевского резонанса в зависимости $N_e(\widetilde{\alpha}, 0)$. При этом в [24] был обнаружен сдвиг, который обусловлен асимметрией формы линии (lineshape-asymmetry-caused shift, LACS) в случае $\Delta_{\text{D}} \neq 0$. Было показано, что этот сдвиг пропорционален $1/T^3$ и он может становиться доминирующим для интерферометров с малой базой.

Однако, помимо гравиметрических измерений по положению вершины центрального рамсеевского резонанса, применяется также другой алгоритм, предложенный в [26]. Применительно к нашей постановке задачи, суть подхода [26] может быть выражена как формирование сигнала ошибки $S_{\text{err}}^{\text{chirp-jmp}}(\widetilde{\alpha})$ путем вычитания измерений в двух точках $\widetilde{\alpha} \pm \Delta\alpha$ (т.е. используя прыжки чирпа, chirp-jump technique):

$$S_{\text{err}}^{\text{chirp-jmp}}(\widetilde{\alpha}) = N_e(\widetilde{\alpha} + \Delta\alpha, 0) - N_e(\widetilde{\alpha} - \Delta\alpha, 0), \quad (13)$$

где $\Delta\alpha$ есть некоторая фиксированная величина прыжка скорости чирпа. Такой разностной сигнал мы будем называть чирп-прыжковым сигналом ошибки (chirp-jump error signal). Дисперсионная форма линии сигнала ошибки $S_{\text{err}}^{\text{chirp-jmp}}(\widetilde{\alpha})$ представлена на рис. 2. В этом случае гравиметрическое измерение определяется по положению центрального нуля, которое находится из уравнения $S_{\text{err}}^{\text{chirp-jmp}}(\widetilde{\alpha}) = 0$. Чтобы максимизировать наклон дисперсионной кривой в центре линии, нужно использовать значение $\Delta\alpha = 0.5\pi/T^2$ для прыжка скорости чирпа.

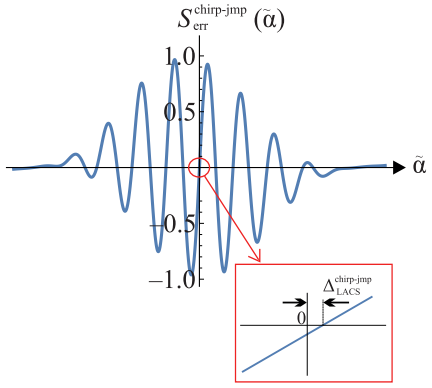

Рис. 2. (Цветной онлайн) Демонстрация наличия сдвига положения центрального нуля сигнала ошибки $S_{\text{err}}^{\text{chirp-jmp}}(\widetilde{\alpha})$ при $\Delta_{\text{D}} \neq 0$

Используя симметрийный анализ, развитый в [24], нетрудно показать, что при наличии общего доплеровского сдвига от резонанса $\Delta_{\text{D}} \neq 0$ появляется также сдвиг в гравиметрическом измерении с помощью $S_{\text{err}}^{\text{chirp-jmp}}(\widetilde{\alpha})$. Действительно, рассмотрим сигнал ошибки в точке $\widetilde{\alpha} = 0$:

$$S_{\text{err}}^{\text{chirp-jmp}}(0) = N_e(\Delta\alpha, 0) - N_e(-\Delta\alpha, 0). \quad (14)$$

Тогда, как вытекает из [24], где показана асимметрия резонанса $N_e(\widetilde{\alpha}, 0) \neq N_e(-\widetilde{\alpha}, 0)$ при $\Delta_{\text{D}} \neq 0$, получаем $S_{\text{err}}^{\text{chirp-jmp}}(0) \neq 0$ при $\Delta_{\text{D}} \neq 0$. Следовательно, положение нуля сигнала ошибки будет находиться в точке $\widetilde{\alpha} = \Delta_{\text{LACS}}^{\text{chirp-jmp}} \neq 0$ (см. рис. 2). При этом сдвиг $\Delta_{\text{LACS}}^{\text{chirp-jmp}}$ зависит также и от величины $\Delta\alpha$ и может заметно отличаться от сдвига в [24]. Численные расчеты показывают, что для $\Omega_0\tau = \pi/2$ сдвиг $\Delta_{\text{LACS}}^{\text{chirp-jmp}}$ достаточно хорошо описывается следующим выражением

$$\Delta_{\text{LACS}}^{\text{chirp-jmp}} \approx \eta_1(T/\tau, T^2\Delta\alpha)\frac{\tau}{T^3}\frac{\Delta_{\text{D}}}{\Omega_0}, \quad (15)$$

где безразмерная функция $\eta_1(T/\tau, T^2\Delta\alpha)$ зависит от двух безразмерных параметров: T/τ и $T^2\Delta\alpha$. Вид этой функции для нескольких значений $T^2\Delta\alpha$ представлен на рис. 3a в области $T \gg \tau$. Интересно отметить, что для моноскоростного атомного ансамбля величина и знак сдвига существенно зависят от величины $\Delta\alpha$. При этом для оптимального значения $\Delta\alpha = 0.5\pi/T^2$ сдвиг LACS становится относительно малым (см. красную линию на рис. 3a).

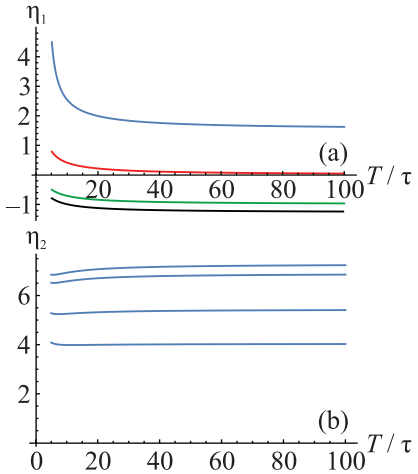

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Зависимость $\eta_1(T/\tau, T^2\Delta\alpha)$ от безразмерного параметра T/τ в выражении (15) для нескольких фиксированных значений прыжка чирпа $T^2\Delta\alpha = 0,\ \pi/4,\ \pi/2,\ 2\pi/3$ (снизу вверх) в случае $\Omega_0\tau = \pi/2$. (b) – Зависимость безразмерной функции $\eta_2(T/\tau, |\mathbf{k}_{\text{eff}}|\bar{v}/\Omega_0)$ от T/τ в выражении (19) для нескольких фиксированных значений $|\mathbf{k}_{\text{eff}}|\bar{v}/\Omega_0 = 5,\ 10,\ 40,\ 100$ (снизу вверх) в случае $\Omega_0\tau = \pi/2$ и $\Delta\alpha = 0.5\pi/T^2$

В случае немоноскоростного атомного пучка вместо (13) нужно использовать выражение для усредненного по скоростному распределению $f(\mathbf{v})$ сигнала ошибки

$$\langle S_{\rm err}^{\text{chirp-jmp}}(\widetilde{\alpha})\rangle_{\mathbf{v}} = \\ = \langle N_e(\widetilde{\alpha}+\Delta\alpha,0)\rangle_{\mathbf{v}} - \langle N_e(\widetilde{\alpha}-\Delta\alpha,0)\rangle_{\mathbf{v}}, \tag{16}$$

где символ $\langle W\rangle_{\mathbf{v}}$ означает:

$$\langle W\rangle_{\mathbf{v}} = \int W f(\mathbf{v}) d\mathbf{v}^3. \tag{17}$$

Ниже в расчетах мы будем рассматривать атомный ансамбль с максвелловским скоростным распределением

$$f_{\rm M}(\mathbf{v}) = \frac{1}{\pi^{3/2}\bar{v}^3} e^{-\frac{(\mathbf{v}-\mathbf{v}_0)^2}{\bar{v}^2}}, \tag{18}$$

где $\bar{v}$ – характерная ширина скоростного распределения относительно средней скорости атомов $\mathbf{v}_0$.

При этом величина сдвига LACS претерпевает существенные изменения. Например, как показывают численные расчеты, для $\Omega_0\tau = \pi/2$ и фазового прыжка $\Delta\alpha = 0.5\pi/T^2$ в случае, когда доплеровская ширина $|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}$ существенно превышает частоту Раби ($|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v} > 5\Omega_0$), хорошо работает следующее выражение

$$\Delta_{\rm LACS}^{\langle\text{chirp-jmp}\rangle_{\mathbf{v}}} \approx \eta_2(T/\tau, |\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}/\Omega_0)\frac{\tau}{T^3}\frac{\Omega_0}{|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}}\frac{\langle\Delta_{\rm D}\rangle_{\mathbf{v}}}{|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}}, \tag{19}$$

где

$$\langle\Delta_{\rm D}\rangle_{\mathbf{v}} = \omega - \omega_0 - \frac{\hbar|\mathbf{k}_{\rm eff}|^2}{2M} - (\mathbf{v}_0\cdot\mathbf{k}_{\rm eff}) - \overline{\delta}_{\rm ac}, \tag{20}$$

есть доплеровская отстройка для атомов со средней скоростью в ансамбле $\mathbf{v}_0$. Безразмерная функция $\eta_2(T/\tau, |\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}/\Omega_0)$ в (19) достаточно медленно зависит от двух безразмерных параметров T/τ и $|\mathbf{k}_{\rm eff}|\bar{v}/\Omega_0$ (см. рис. 3b).

Таким образом, для чирп-прыжкового сигнала ошибки также имеет место сдвиг LACS, пропорциональный $1/T^3$ (как и в [24]). Его метрологическая зна́чимость на примере атомных интерферометров-гравиметров была оценена в [24, 25].

В настоящей работе для борьбы со сдвигом LACS мы предлагаем использовать альтернативный способ формирования сигнала ошибки. Для этого мы будем искусственным образом менять фазу одного из импульсов (например, третьего) по отношению к остальным двум так, чтобы появился фазовый параметр $\Phi \neq 0$ для $K_{2e}(\widetilde{\alpha},\Phi)$ в выражении (7). Тогда можно сформировать следующий сигнал ошибки на основании разности двух сигналов с противоположными фазами $\pm\Phi$:

$$S_{\rm err}^{\text{phase-jmp}}(\widetilde{\alpha}) = N_e(\widetilde{\alpha},\Phi) - N_e(\widetilde{\alpha},-\Phi) = \\ = |K_{2e}(\widetilde{\alpha},\Phi)|^2 - |K_{2e}(\widetilde{\alpha},-\Phi)|^2, \tag{21}$$

где в соответствии с выражением (12) мы учли, что слагаемые $|K_{1e}(\widetilde{\alpha})|^2$ и $|K_{3e}(\widetilde{\alpha})|^2$ не зависят от фазы Φ. Разностной сигнал (21) мы будем называть фазово-прыжковым сигналом ошибки (phase-jump error signal). При этом гравиметрическое измерение также определяется по положению центрального нуля, которое определяется из уравнения $S_{\rm err}^{\text{phase-jmp}}(\widetilde{\alpha}) = 0$.

Покажем, что, в отличие от чирп-прыжкового сигнала ошибки $S_{\rm err}^{\text{chirp-jmp}}(\widetilde{\alpha})$, фазово-прыжковый сигнал ошибки $S_{\rm err}^{\text{phase-jmp}}(\widetilde{\alpha})$ не испытывает сдвиг даже в случае $\Delta_{\rm D} \neq 0$, т.е. $\Delta_{\rm LACS}^{\text{phase-jmp}} = 0$. Действительно, рассмотрим сигнал ошибки в точке $\widetilde{\alpha} = 0$

$$S_{\rm err}^{\text{phase-jmp}}(0) = |K_{2e}(0,\Phi)|^2 - |K_{2e}(0,-\Phi)|^2. \tag{22}$$

Поскольку, как следует из (9), при $\widetilde{\alpha} = 0$ первая и третья отстройки равны, $\delta_1 = \delta_3$, тогда, в соответствии с определением (5), выполняется равенство для матричных элементов $A_1 = A_3$ при произвольной величине $\Omega_0\tau$. В результате, исходя из (7), можно записать следующие выражения

$$K_{2e}(0,\Phi) = B_1B_2B_3 - B_2|A_3|^2e^{i\Phi}, \\ K_{2e}(0,-\Phi) = B_1B_2B_3 - B_2|A_3|^2e^{-i\Phi}, \tag{23}$$

в которых все коэффициенты вещественны, кроме фазовых множителей $e^{\pm i\Phi}$. Таким образом, имеет место соотношение $K_{2e}(0,-\Phi) = K_{2e}^*(0,\Phi)$, что в выражении (22) автоматически приводит к результату

$$S_{\rm err}^{\text{phase-jmp}}(0) = 0, \tag{24}$$

для любых $\Delta_{\rm D} \neq 0$, $\Omega_0\tau$ и Φ, т.е сдвиг LACS полностью отсутствует. Например, на рис. 4a показан расчет $S_{\rm err}^{\text{phase-jmp}}(\widetilde{\alpha})$ для различных значений доплеровской отстройки $\Delta_{\rm D}$. Для сравнения на рис. 4b показан расчет чирп-прыжкового сигнала ошибки $S_{\rm err}^{\text{chirp-jmp}}(\widetilde{\alpha})$ для тех же значений $\Delta_{\rm D}$. Как видно, форма сигналов $S_{\rm err}^{\text{phase-jmp}}(\widetilde{\alpha})$ и $S_{\rm err}^{\text{chirp-jmp}}(\widetilde{\alpha})$ практически идентична, за исключением наличия сдвига LACS в центре для чирп-прыжкового сигнала ошибки на рис. 4b.

При этом следует отметить, что фазово-прыжковый сигнал ошибки (21) содержит вклад только от атомов на траектории $2e$ (см. рис. 1), на которой и формируется интерференционная карти-

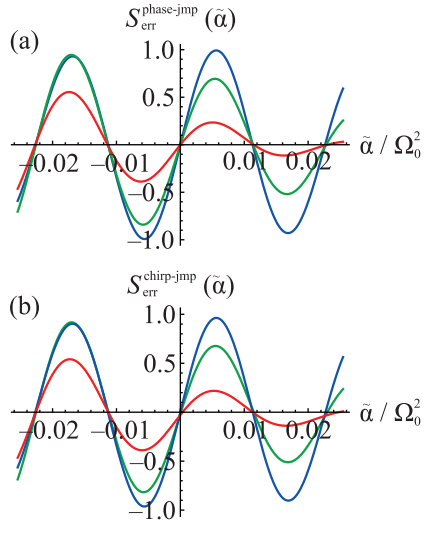

Рис. 4. (Цветной онлайн) Сигналы ошибки: (a) – $S_{\rm err}^{\rm phase\text{-}jmp}(\tilde{\alpha})$ для $\Phi = \pi/2$; (b) – $S_{\rm err}^{\rm chirp\text{-}jmp}(\tilde{\alpha})$ для $\Delta\alpha = 0.5\pi/T^2$. Расчеты выполнены для различных значений $\Delta_{\rm D}$: $\Delta_{\rm D} = 0$ (синяя линия), $\Delta_{\rm D}/\Omega_0 = 0.5$ (зеленая линия), $\Delta_{\rm D}/\Omega_0 = 1$ (красная линия). Параметры расчетов: $\Omega_0\tau = \pi/2$, $T = 10\tau$

на. В то время как чирп-прыжковый сигнал ошибки (14) содержит вклад также и от широкой подложки (в общем случае несимметричной по $\tilde{\alpha}$, см. в [24]), формируемой атомами на траекториях $1e$ и $3e$ (см. рис. 1).

Независимость равенства (24) от величин $\Delta_{\rm D}$ означает независимость от величины доплеровского сдвига ($\mathbf{v}\cdot\mathbf{k}_{\rm eff}$), что, в свою очередь, означает также выполнение равенства

$$\langle S_{\rm err}^{\rm phase\text{-}jmp}(0)\rangle_{\mathbf{v}} = 0, \tag{25}$$

для усредненного по скоростям сигнала ошибки с любым скоростным распределением $f(\mathbf{v})$ (т.е. не только для (18)). Таким образом $\Delta_{\rm LACS}^{\langle \text{phase-jmp}\rangle_{\mathbf{v}}} = 0$ при произвольных $\langle\Delta_{\rm D}\rangle_{\mathbf{v}} \neq 0$, $\Omega_0\tau$ и Φ.

Отметим, что максимальный наклон сигнала ошибки в центре линии достигается при $\Phi = \pi/2$. При этом с теоретической точки зрения совершенно не важно, как осуществляется формирование фазовых прыжков $\pm\Phi$. Однако с практической точки зрения представляется наиболее удобным применять фазовые прыжки $\phi_3 = \pm\pi/2$ для третьего импульса при $\phi_1 = \phi_2 = 0$ (см. рис. 1).

Таким образом, использование фазово-прыжкового сигнала ошибки позволяет подавить сдвиг LACS независимо от скоростного распределения атомов. Это может существенно улучшить метрологические характеристики малогабаритных атомных интерферометров с малой базой, не снижая при этом чувствительность измерений.

Что касается других систематических сдвигов, которые появляются в реальных экспериментах из-за различных отклонений от рассмотренной идеальной схемы интерферометра (пространственная неоднородность светового и магнитного полей, неидеальность формы импульсов и пр.), то по отношению к ним фазово-прыжковая и чирп-прыжковая техники примерно идентичны.

В заключение, нами продолжено теоретическое исследование систематического сдвига, обусловленного асимметрией формы спектральной линии (LACS), предсказанного в [24] для атомных интерферометров типа Маха–Цендера. При этом были проанализированы два подхода к измерительной процедуре, основанной на формировании сигнала ошибки. В случае стандартной техники прыжков частоты чирпа показано, что сдвиг LACS сохраняется и имеет ту же зависимость $\propto 1/T^3$.

Ключевым результатом работы является предложение и обоснование альтернативного метода формирования сигнала ошибки на основе управляемых фазовых прыжков (phase-jump error signal). В отличие от чирп-прыжкового подхода [26], предлагаемый сигнал ошибки формируется путем вычитания сигналов, полученных при двух противоположных значениях искусственной фазы ($\pm\Phi$). Аналитически доказано, что для такого сигнала ошибки положение центрального нуля не зависит от доплеровской отстройки и, следовательно, от асимметрии линии. Это сохраняется также и при усреднении по произвольному скоростному распределению атомов. Таким образом, использование фазово-прыжкового сигнала ошибки позволяет подавить сдвиг LACS, что невозможно для стандартного чирп-прыжкового сигнала ошибки.

Важно отметить, что предложенный метод не требует модификации аппаратной части интерферометра и может быть реализован исключительно на уровне алгоритма управления фазами рамсеевских импульсов. При этом максимальный наклон дисперсионной кривой сигнала ошибки достигается при $\Phi = \pi/2$, что обеспечивает оптимальную чувствительность измерений.

Полученные результаты имеют непосредственное значение для развития малогабаритных атомных интерферометров различного назначения – гравиметров, акселерометров и гироскопов. Подавление сдвига LACS позволит существенно улучшить их метрологические характеристики, особенно в условиях, когда время пролета атомов ограничено требованиями компактности и быстродействия. Разработанный подход может быть также распространен на дру-

гие конфигурации атомных интерферометров и когерентных систем, где асимметрия спектральных линий играет заметную роль.

Дальнейшие исследования могут быть направлены на экспериментальную реализацию предложенного метода, оценку его устойчивости к другим типам систематических погрешностей и к ограничительным параметрам используемой аппаратуры.

Финансирование работы. Данная работа была поддержана совместным проектом Российского научного фонда (грант # 25-42-00093) и Национального фонда естественных наук Китая (грант # W2412045).

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

1. M. Kasevich and S. Chu, "Atomic interferometry using stimulated Raman transitions", Phys. Rev. Lett. **67**, 181 (1991).
2. A. Peters, K. Y. Chung, S. Chu, "High-precision gravity measurements using atom interferometry", 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, "Mobile quantum gravity sensor with unprecedented stability", J. Phys.: Conf. Ser. **723**, 012050 (2016).
4. V. Ménoret, P. Vermeulen, N. Le Moigne, S. Bonvalot, P. Bouyer, A. Landragin, and B. Desruelle, "Gravity measurements below 10^{-9} g with a transportable absolute quantum gravimeter", Sci. Rep. **8**, 12300 (2018).
5. N. Heine, J. Matthias, M. Sahelgozin, W. Herr, S. Abend, L. immen, J. Müller, and E. M. Rasel, "A transportable quantum gravimeter employing delta-kick collimated Bose-Einstein condensates", Eur. Phys. J. D **74**, 174 (2020).
6. A. Wicht, J. M. Hensley, E. Sarajlic, and S. Chu, "A Preliminary Measurement of the Fine Structure Constant Based on Atom Interferometry", Phys. Scr. **102**, 82 (2002).
7. G. Rosi, F. Sorrentino, L. Cacciapuoti, F. Sorrentino, M. Prevedelli, M. Zych, Č. Brukner, and G. M. Tino, "Quantum test of the equivalence principle for atoms in coherent superposition of internal energy states", 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, "Test of the Universality of Free Fall with Atoms in Different Spin Orientations", Phys. Rev. Lett. **117**, 023001 (2016).
9. P. Asenbaum, C. Overstreet, M. Kim, J. Curti, and M. A. Kasevich, "Atom-Interferometric Test of the Equivalence Principle at the 10^{-12} Level", 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, "Toward a high-precision mass-energy test of the equivalence principle with atom interferometers", Front. Phys. **10**, 1039119 (2022).
11. J. Kennedy, T. P. A. Ferré, and B. Creutzfeldt, "Time-lapse gravity data for monitoring and modeling artificial recharge through a thick unsaturated zone", Water Resour. Res. **52**, 7244 (2016).
12. Y. Bidel, N. Zahzam, C. Blanchard, A. Bonnin, M. Cadoret, A. Bresson, D. Rouxel, and M. F. Lequentrec-Lalancette, "Absolute marine gravimetry with matter-wave interferometry", Nat. Commun. **9**, 627 (2018).
13. Y. Bidel, N. Zahzam, A. Bresson, C. Blanchard, M. Cadoret, A. V. Olesen, and R. Forsberg, "Absolute airborne gravimetry with a cold atom sensor", J. Geod. **94**, 20 (2020).
14. J. Vovrosh, A. Dragomir, B. Stray, and D. Boddice, "Advances in Portable Atom Interferometry-Based Gravity Sensing", Sensors **23**, 7651 (2023).
15. M. Diament, G. Lion, G. Pajot-Métivier, S. Merlet, and S. Deroussi, "The AQG-B Absolute Quantum Gravimeter: A Promising Sensor for Volcano Monitoring", IEEE Instrum. Meas. Mag. **27**, 17 (2024).
16. H. J. McGuinness, A. V. Rakholia, and G. W. Biedermann, "High data-rate atom interferometer for measuring acceleration", Appl. Phys. Lett. **100**, 011106 (2012).
17. J. Lee, R. Ding, J. Christensen et al. (Collaboration), "A compact cold-atom interferometer with a high data-rate grating magneto-optical trap and a photonic-integratedcircuit-compatible laser system", Nat. Commun. **13**, 5131 (2022).
18. F. A. Narducci, A. T. Black, and J. H. Burke, "Advances toward fieldable atom interferometers", Adv. Phys.: X **7**, 1946426 (2022).
19. G. A. Olivares-Rentería, D. A. Lancheros-Naranjo, E. Gomez, J. A. Franco-Villafane, "Quantum gravimetry in the same internal state using composite light Raman pulses", Phys. Rev. A **101**, 043613 (2020).
20. Q.-Q. Hu, H. Zhou, Y.-K. Luo, Q. Luo, W.-J. Kuang, F.-B. Wan, Y.-Y. Zhong, and F.-F. Xu, "Improving the fringe contrast in an atomic gravimeter by optimizing the Raman laser intensity", Optik **276**, 170637 (2023).
21. Y. Wang, J. Glick, T. Deshpande, K. DeRose, S. Saraf, N. Sachdeva, K. Jiang, Z. Chen, and T. Kovachy, "Robust Quantum Control via Multipath Interference for Thousandfold Phase Amplification in a Resonant Atom Interferometer", Phys. Rev. Lett. **133**, 243403 (2024).
22. P. Cheiney, L. Fouché, S. Templier, F. Napolitano, B. Battelier, P. Bouyer, and B. Barrett, "Navigation-

Compatible Hybrid Quantum Accelerometer Using a Kalman Filter", Phys. Rev. Appl. **10**, 034030 (2018).

23. J. Wei, J. Huang, and C. Lee, "Adaptive robust high-precision atomic gravimetry", Phys. Rev. Research **7**, L012064 (2025).
24. В. И. Юдин, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, М. Ю. Басалаев, Д. Н. Капуста, А. Н. Гончаров, М. Д. Радченко, В. Г. Пальчиков, Л. Жу, М. Ш. Жан, "Сдвиг в атомных интерферометрах, вызванный асимметрией формы линии", Письма в ЖЭТФ **122**, 732 (2025) [V. I. Yudin, O. N. Prudnikov, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaeva, D. N. Kapusta, A. N. Goncharov, M. D. Radchenko, V. G. Pal'chikov, L. Zhou, and M. S. Zhan, "Lineshape-Asymmetry-Caused Shift in Atomic Interferometers", JETP Lett. **122**, 737 (2025)].
25. Д. Н. Капуста, А. Э. Бонерт, А. Н. Гончаров, В. И. Юдин, К. Н. Адамов, А. В. Тайченачев, М. Ю. Басалаев, М. Д. Радченко, О. Н. Прудников, "T^{-3}-сдвиг в атомном интерферометре-гравиметре с малой базой", Письма в ЖЭТФ **123**, 397 (2026) [D. N. Kapusta, A. E. Bonert, A. N. Goncharov, V. I. Yudin, K. N. Adamov, A. V. Taichenachev, M. Yu. Basalaev, M. D. Radchenko, and O. N. Prudnikov, "T^{-3}-Shift in a Short-Baseline Atomic Interferometer-Gravimeter", JETP Lett. **123**, 388 (2026)].
26. A. Louchet-Chauvet, T. Farah, Q. Bodart, A. Clairon, A. Landragin, S. Merlet, and F. P. Dos Santos, "The influence of transverse motion within an atomic gravimeter", New J. Phys. **13**, 065025 (2011).