## УДК 528.2:539.188;535.4 ГРАВИМЕТРИЯ НА АТОМНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ В.Н. Барышев, И.Ю. Блинов

ФГУП "ВНИИФТРИ", Менделеево, Московская область, e-mail:nio7@vniiftri.ru

Лазерные технологии охлаждения атомов, используемые сегодня при создании микроволновых реперов частоты фонтанного типа, а также новые конструктивные подходы по созданию компактных атомных интерферометров с их более широким по сравнению с классическим спектром функциональных возможностей могут быть использованы при разработке атомных интерференционных гравиметров.

Ключевые слова: гравиметрия, атомная интерферометрия, атомный гравиметр.

Атомная интерферометрия материальных волн привела за последние два десятилетия к развитию новой техники измерения инерциальных сил [1]. Она находит сегодня важное применение как в фундаментальной физике, так и в прикладных исследованиях. За последние 20 лет техника атомной интерферометрии использовалась для создания новых инерциальных сенсоров, которые сегодня могут конкурировать с наиболее точными из подобного рода «классических» приборов. Число приложений атомных интерференционных инерциальных сенсоров быстро растет: от измерения фундаментальных констант, например, физических гравитационной константы G [2], до разработки возимых компактных приборов: измерителей параметров вращения, гравиметров и градиометров, используемых для целей навигации, а также для картографии гравитационных полей, которая может проводиться, в том числе в условиях микрогравитации [3].

Измерения ускорения свободного падения g на поверхности Земли также представляют важную геофизическую информацию о внутренней структуре ее плотности, локализованных профильных подземных изменениях плотности, изменениях гравитационного поля вследствие изменяющихся во деформационных процессов. Чувствительность времени различных гравиметров, необходимая разрешения пространственных для гравитационных вариаций, составляет порядка 20 мкГал (1 Гал =  $10^{-2}$  м/сек<sup>2</sup>  $= 10^{-3}$  g). Скорость локального изменения g составляет для многих деформационных процессов 1 мкГал за год. Абсолютные измерения д важны и для некоторых метрологических измерений, например, при создании нового стандарта массы [4].

Принципы атомной интерферометрии, производимой с помощью двухфотонного Рамановского процесса, детально описаны в [5]. В Рамановском процессе два долго живущих уровня основного состояния атома  $|a\rangle$  и  $|b\rangle$  связаны двумя световыми полями через общий промежуточный уровень  $|e\rangle$ , находящийся далеко от ближайшего возбужденного уровня, связанного с уровнями основного состояния

процессом однофотонного поглощения. Интерферометр можно образовать с помощью трех таких Рамановских импульсов, разделенных во времени и/или пространстве (рис. 1). Первый импульс переводит атомы, предварительно находящиеся на каком-либо одном из уровней основного состояния, в когерентную суперпозицию состояний  $|a\rangle$  и  $|b\rangle$ . В стоячей световой волне, создаваемой распространяющимся навстречу друг другу двухчастотным излучением, этот  $\pi/2$  – импульс, подобно 50/50 расщепителю луча в оптике, создает две пространственно разнесенные материальные волны. Следующий, теперь уже  $\pi$  - Рамановский импульс, перекидывает оба внутренних состояния и моменты обеих материальных волн подобно зеркалу.



Рис. 1. Иллюстрация (по Стивену Чу) принципа атомного интерферометра в гравитационном поле (кривые линии) и при его отсутствии (прямые линии). Атом может находиться в состоянии |а> (черные линии), или в состоянии |b> (серые линии)

С помощью третьего Рамановского  $\pi/2$  – импульса проводится пространственная рекомбинация и смешивание материальных волн, подобно тому, как это происходило при первом  $\pi/2$  – импульсе.

Изменение разности фаз между материальными волнами приводит к изменению разности заселенностей между атомными состояниями |a> и |b>. Эта разность измеряется с помощью селективного по состояниям процесса детектирования флюоресценции, в точности такого же, который применяется в атомных стандартах частоты фонтанного типа для измерения вероятности часового микроволнового перехода:

$$P = N_{|a\rangle} / (N_{|a\rangle} + N_{|b\rangle}),$$

где N|a> и N|b> есть число атомов в состояниях |a> и |b> соответственно. В атомном интерферометре вероятность заселения возбужденного перехода  $P_{|a>} = N_{|a>} / (N_{|a>} + N_{|b>})$  зависит от относительной фазы обеих материальных волн интерферометра  $\Delta \phi_{\rm инт}$  и относительной фазой  $\Delta \phi_{\rm cB}$  световых полей между первым и вторым и между вторым и третьим Рамановскими импульсами:

$$P_{|a\rangle} = \frac{1}{2} [1 + C \cos(\Delta \phi_{\text{инт}} + \Delta \phi_{\text{CB}})].$$
(1)

Здесь С есть контраст детектируемого сигнала интерферометра,

 $\Delta \phi_{cB} = \phi_1 - 2\phi_2 + \phi_3$  обобщенная фаза, являющаяся результатом взаимодействия атомного диполя с *i*-м Рамановским импульсом (*i*=1,2,3).

Фазовая разность интерферометра  $\Delta \phi_{инт}$  зависит только от относительного движения атома по отношению к световым полям, управляющим Рамановскими процессами. И это движение возмущено инерциальными силами из-за вращения и свободного падения так, что  $\Delta \phi_{инт} = \Delta \phi_{вращ} + \Delta \phi_{g}$ .

Сдвиг фаз, вызванный вращением, равен

$$\Delta \phi_{\text{BPAIL}} = \frac{2}{\hbar c^2} E(\vec{\omega} \vec{S}) \tag{2}$$

И зависит OT ориентации и размера площади, покрываемой интерферометром  $\vec{S}$ , вектора вращения  $\vec{\omega}$ , релятивистской энергии  $E = mc^2$ атома массой *m*, скорости света с и константы Планка *h*. В [6] сообщается, что, например, для атома рубидия и видимого света с частотой v в атомном интерферометре этот сдвиг фаз в mc<sup>2</sup>/  $\hbar v \sim 10^{10}$  paз больше при одинаковых покрываемых площадях, чем в оптических интерферометрах. Этот факт демонстрирует высокий потенциал атомного интерферометра как альтернативы гироскопам, базирующимся исключительно на световых волнах, несмотря на значительно меньшие значения отношения сигнал/шум и покрываемой интерферометром площади.

Ускорение свободного падения *g* вызывает фазовый сдвиг интерферометра

$$\Delta \varphi_{g} = (\vec{k}_{eff} \, \vec{g}) T^{2} \,, \tag{3}$$

где  $\vec{k_{eff}}$  есть эффективный волновой вектор Рамановских лазерных лучей, а T – интервал времени между Рамановскими импульсами. Таким образом, выбрав подходящюю геометрию интерферометра, можно выделить такой режим его работы, когда он функционирует в качестве или только гравиметра, или в качестве гироскопа, что говорит о широких

функциональных возможностях атомной интерферометрии. В вертикальной стоячей волне, образуемой Рамановским излучением, при вертикальном движении атомов интерферометр будет представлять собой гравиметр. В атомных гравиметрах, как и в стандартах частоты фонтанного типа, вертикальное движение атомов осуществляется подбросом облака атомов, охлажденных лазерным излучением до температур ~ 1 мкК. Столь низкие скорости атомов позволяют увеличить интервал T, а значит и чувствительность гравиметра.

В работе [5] дается сравнение характеристик существующих на сегодняшний день гравиметров. Анализ их шумовых характеристик показывает, что свободными от дрейфа сигналов и необходимости периодической перекалибровки являются «классический» гравиметр на свободно падающем уголковом отражателе и атомные гравиметры. Отсутствие необходимости перекалибровки объясняется тем, что в обоих случаях при вычислении величины ускорения свободного падения используется значение частоты лазерного излучения, привязанное к известной частоте оптических атомных переходов, не подверженных дрейфу с течением времени.

Таким образом, только два абсолютных гравиметра к настоящему времени способны обеспечить требуемую сегодня точность измерения ускорения свободного падения на уровне  $10^{-9}$  g, или в единицах Галл - 1 мкГал. Это атомный гравиметр, разработанный в лаборатории нобелевского лауреата Стивена Чу [5], и промышленный гравиметр на свободно падающем уголковом отражателе FG5, производящийся фирмой "Micro-g Solutions" [7, 8].

Гравиметр на свободно падающем уголковом отражателе представляет собой лазерный интерферометр, образуемый ДВУМЯ **VГОЛКОВЫМИ** отражателями, один из которых периодически находится в свободном падении, а другой зафиксирован (рис. 2). В течение времени Т свободного падения определяется число интерференционных максимумов, которое определяется длиной свободного падения L. Ускорение свободного падения определяется как  $g = 2L/T^2$ . Частота циклов измерения и продолжительность одного измерения составляют 0,1 Гц и 200 мс. Кратковременное разрешение или чувствительность: 4-15 мкГал за 15 минут измерений. Долговременное разрешение: мкГал за 10 часов измерений. Неисключенная 1 погрешность измерений 2 мкГал. систематическая Низкая частота повторения циклов измерений увеличивает чувствительность гравиметра на уголковом отражателе к присутствию низких частотных шумов.

В атомном интерферометре [5] детектируется сигнал, пропорциональный изменению положения атомов, приобретенного за времена между Рамановскими импульсами 0 и *T* и между *T* и 2 *T*. Эта разность в положении пропорциональна ускорению свободного падения *g*. Частота циклов

измерения и продолжительность одного измерения составляют 2-3 Гц и 200 мс. Кратковременное разрешение: 3 мкГал за 1 минуту измерений. Долговременное разрешение: 0,1 мкГал за 48 часов измерений. Достижение такого продолжительного времени усреднений. определяемое бесперебойной работой лазерной системы интерферометра, не является сегодня большой проблемой. Например, лазерная система цезиевого репера частоты фонтанного типа, разработанного во ВНИИФТРИ [9], способна функционировать без срывов частотной автоподстройки на протяжении Неисключенная систематическая нескольких недель. погрешность измерений гравиметра 3 мкГал. Высокая частота циклов измерений позволяет проводить усреднение на более коротких временных интервалах.

Надо признать, что до недавнего времени конструктивно и функционально атомные гравиметры по сравнению с классическими, в частности на уголковых отражателях, представляли собой гораздо более сложные и громоздкие системы. Но с развитием техники охлаждения атомов и с появлением новых высокостабильных лазерных систем конструкция атомных гравиметров постепенно упрощалась.



Рис. 2. Концептуальная схема «классического» гравиметра на свободно падающем уголковом отражателе Рис. 3. Схема гравиметра на медленных атомах в магнитооптических ловушках

В [10, 11] показано, что использование в гравиметре техники охлаждения атомов в компактных магнитооптических ловушках (МОЛ) (рис. 3) и применение высокостабильных оптоволоконных лазерных и сопряженных с оптоволокном оптоэлектронных систем позволяет реализовать компактный атомный гравиметр, чьи физические размеры радикально уменьшены по сравнению с размерами гравиметров фонтанного типа (с сотен до нескольких литров объема). Подобные приборы, снабженные системами

компенсации остаточных вибрационных шумов с помощью сигналов коррекции от вспомогательного механического сейсмометра, открывают новые возможности в области практического полевого применения в гравиметрии. То есть, несмотря на уменьшение длительности опросного цикла в гравиметрах на свободно падающих из магнитооптической ловушки медленных атомах в по сравнению с длительностью цикла в гравиметрах фонтанного типа, гравиметры, базирующиеся на МОЛ, по-прежнему сохраняют превосходную кратковременную стабильность измерения g на уровне нескольких единиц  $10^{-8}$  g на интервале усреднения 1 с. Этот результат достигается, в первую очередь, вследствие применения высокостабильной лазерной системы с низкими фазовыми шумами, эффективной схемы детектирования атомной фазы и эффективного подавления вибрационных шумов. В пределе, шум измерения вероятности перехода, определяемой по разности заселенностей сверхтонких уровней основного состояния щелочных атомов, ограничен квантовым проекционным шумом (quantum projection noise):  $\sigma \sim N^{1/2}$ , где  $\sigma$  есть стандартное отклонение измеряемой вероятности перехода  $P_{|a\rangle}$  (1), а N= общее число детектируемых  $N_{|a\rangle} + N_{|b\rangle}$ есть атомов [12]. При летектировании большого количества атомов, которое достигается применением МОЛ и вспомогательных источников медленных атомов, этот шум становится доминирующим над другими источниками шума, такими как дробовый шум фотодетекторов, также пропорциональный  $N^{1/2}$ , шумом детектирующей системы, пропорциональных  $N^{-1}$ , а также над фазовыми шумами частотной разности Рамановского лазерного излучения.

Суммируя, вышесказанное, приходим к выводу, что создание атомных гравиметров на холодных атомах с точностными характеристиками, сравнимыми с характеристиками «классических» гравиметров, а по кратковременной стабильности превосходящие их, становится сегодня решаемой и реально осуществимой задачей. Лазерные технологии охлаждения атомов, полученные ВНИИФТРИ при во созлании микроволновых реперов частоты фонтанного типа, а также новые конструктивные подходы по созданию компактных атомных интерферометров с их более широким по сравнению с классическими спектром функциональных возможностей, могут быть использованы при разработке атомных интерференционных гравиметров.

## Литература

- 1. Atom interferometry, edited by Berman P.R.// Academic press, San Diego, 1997.
- 2. Sorrentino F. et al. // New Journal of Physics, 2010, v. 12, p. 095009.
- 3. Stern G. et al. // Eur. Phys. J. D., 2009, v. 53, p. 353. 4. Robinson I. and Kibble B. // Metrologia, 2007, v. 44, p. 427.

- 5. Peters A., Chung K. and Cho S. // Metrologia, 2001, v. 38, p. 25.
- 6. Muller T. et al. // Eur. Phys. J. D., 2009, v. 53, p. 273.
- 7. Hinderer J. et al. // Metrologia, 2002, v. 39. P. 495.
- 8. Vitushkin L. et al. // Metrologia, 2002, v. 39, p. 407.
- 9. Домнин Ю. и др. // Измерительная техника, 2012, №10, с. 26.
- 10. Bodart Q. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010, v. 96 p. 134101.
- 11. Le Gouet J. et al. // Appl. Phys. B., 2008, v. 92, p. 133.
- 12. Santarelli G. et al. // Phys. Rev. Lett., 1999, v. 82. № 23, p. 4619.