

# НАБЛЮДЕНИЕ ДИФРАКЦИИ КАПИЦЫ – ДИРАКА В ГАЗЕ АТОМОВ ЛИТИЯ ПРИ ПОМОЩИ РАССЕЙЯНИЯ БРЭГГА

*В. В. Батура*<sup>a,b</sup>, *В. А. Виноградов*<sup>a,b,c</sup>, *М. В. Платонова*<sup>a,b,d</sup>, *И. В. Южновец*<sup>b</sup>,

*А. В. Турлапов*<sup>a,b,c\*</sup>

<sup>a</sup> *Институт прикладной физики Российской академии наук  
603950, Нижний Новгород, Россия*

<sup>b</sup> *Российский квантовый центр  
121205, Москва, Сколково, Россия*

<sup>c</sup> *Московский физико-технический институт  
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

<sup>d</sup> *Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского  
603022, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 9 марта 2023 г.,  
после переработки 9 марта 2023 г.  
Принята к публикации 19 марта 2023 г.

Короткоживущая решетка плотности создается в газе атомов лития. Газ предварительно охлажден в магнитооптической ловушке. Образование решетки происходит благодаря дифракции атомов на стоячей световой волне. Решетка наблюдается по брэгговскому рассеянию света на ней. Указанный способ создания и наблюдения за решеткой может быть использован в атомном интерферометре на основе лития.

*Статья представлена в рамках публикации материалов конференции  
«Физика ультрахолодных атомов» (ФУХА-2022), Новосибирск, декабрь 2022 г.*

DOI: 10.31857/S0044451023080011

EDN: HZCUSE

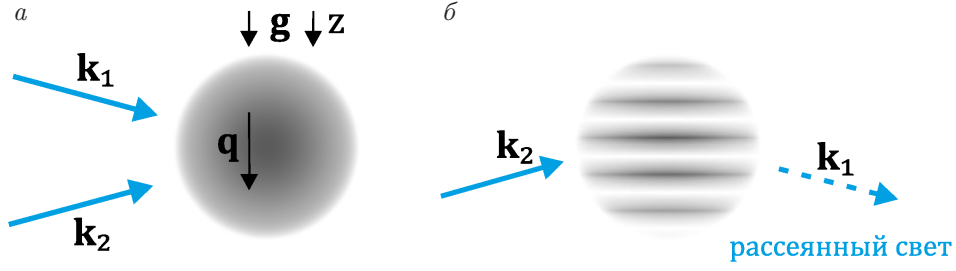
## 1. ВВЕДЕНИЕ

Наиболее легкие элементы, для которых реализовано лазерное охлаждение, — это гелий и литий. Малая масса способствует проявлению волновых свойств центра масс атома. Так, в ходе дифракции Капицы–Дирака [1–3] атом рассеивает фотон из моды  $\mathbf{k}_1$  в моду  $\mathbf{k}_2$ , получая импульс отдачи  $\hbar\mathbf{q} = \hbar(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)$ , как показано на рисунке 1а. Частота отдачи  $\omega_q = \hbar q^2/2m$ , входящая в фазу волновой функции, растет как обратная масса  $1/m$ , поэтому литий интересен для интерферометрических измерений  $\hbar/m$ , которые, в свою очередь, дают постоянную тонкой структуры [4]. Дифракция Капицы–Дирака для атомов на стоячей световой волне впервые наблюдалась в эксперименте с пучком атомов

натрия [5], а в работе [6] использована для атомной интерферометрии [7].

В интерферометрических измерениях ускорения свободного падения  $g$  масса не входит в набег фазы. В экспериментах использовались тяжелые атомы Rb и Cs, для которых лазерное охлаждение проще, чем для Li, и которые дольше остаются в области наблюдения за счет меньшей тепловой скорости  $\propto 1/\sqrt{m}$ . Литий может быть интересен для недавно появившейся разновидности гравиметра [8, 9], в которой после подброса облака атомов на облако накладывается мелкая оптическая решетка. Вместо полета по баллистической траектории атомы совершают колебания Блоха–Зенера. Для лития из-за малой массы и, следовательно, малой частоты колебаний Блоха–Зенера ожидаются низкие потери атомов, связанные с неадиабатическими переходами в возбужденные зоны Блоха. Кроме того, поляризованный по спину фермионный изотоп литий-6 интересен для интерферометрии из-за отсутствия среднего сдвига.

\* E-mail: turlapov@appl.sci-nnov.ru



**Рис. 1.** а) Создание решетки плотности. Две плоские бегущие электромагнитные волны с волновыми векторами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$ , с одинаковой длиной волны и поляризацией освещают облако атомов, показанное серым. б) Детектирование решетки плотности. На атомы падает только волна в моде  $\mathbf{k}_2$ , которая рассеивается решеткой в моду  $\mathbf{k}_1$

В данной работе при помощи дифракции Капицы – Дирака создается решетка плотности в газе  ${}^6\text{Li}$ , охлажденном в магнитооптической ловушке. Затем решетка наблюдается по брэгговскому рассеянию света по методу, ранее реализованному для атомов рубидия [6]. Способ детектирования чувствителен к пространственному сдвигу решетки плотности относительно стоячей световой волны, на которой произошла дифракция, и позволяет наблюдать за падением решетки в поле тяготения. Таким образом создание и детектирование решетки применимо в интерферометре для измерения  $\hbar/m$  и  $g$ .

Модуляция плотности атомов, возникающая под действием импульса стоячей волны, рассчитана в разд. 2, эксперимент описан в разд. 3, применение к интерферометрии обсуждается в разд. 4, заключение в разд. 5.

## 2. РАСЧЕТ ДИФРАКЦИИ КАПИЦЫ – ДИРАКА

В газе атомов пространственно-периодическая модуляция плотности может появиться в ответ на кратковременное включение дипольного потенциала  $U = U_0 \sin qz$  от стоячей световой волны. Эту волну образуют бегущие плоские волны, показанные на рисунке 1а. В ответ на взаимодействие атомов со стоячей волной происходит дифракция Капицы – Дирака волн де Бройля атомов. Модель, описывающая появление и распад решетки плотности в газе атомов, получена адаптацией работ [10, 11].

Опишем эволюцию состояния центра массы атома. Внутреннее состояние атома считаем сохраняющимся, поскольку поляризации мод  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  одинаковы, а частота достаточно далека от однофотонного резонанса. В начальный момент времени  $t = 0$  атом пусть описывается плоской волной  $\psi_k(z, 0) = e^{ikz}$ . При  $t = 0$  кратковременно включаются лучи стоячей волны, создающие потенциал  $U(z, t) = U_0(t) \sin qz$ . Считая импульсное включение

стоячей волны коротким, пренебрежем движением атома за это время  $t_p$ , что эквивалентно пренебрежением кинетической энергией в операторе эволюции, который таким образом имеет вид  $e^{i\theta \sin qz}$ , где

$$\theta \equiv -(1/\hbar) \int_0^{t_p} U_0(t) dt$$

— площадь импульса. Воздействие стоячей волны переводит атом в состояние

$$\psi_k(z, t_p) = e^{i\theta \sin qz} e^{ikz} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\theta) e^{i(nq+k)z}, \quad (1)$$

где  $J_n$  — функции Бесселя первого рода. Плотность атома остается однородной, появляется модуляция фазы.

После завершения импульса волновая функция изменяется под воздействием оператора эволюции  $e^{-i\hat{p}^2 t/(2m\hbar)}$ :

$$\psi_k(z, t) = e^{i(kz - \omega_k t)} \sum_n J_n(\theta) e^{inq(z - vt)} e^{-in^2 \omega_q t}, \quad (2)$$

где  $\omega_k = \hbar k^2/2m$ ,  $v = \hbar k/m$  — начальная скорость атома. Зависимость плотности от времени определяется выражением

$$|\psi_k(z, t)|^2 = \sum_{n, n'} J_n J_{n'} e^{i(n-n')q(z-vt)} e^{-i(n^2 - n'^2)\omega_q t}. \quad (3)$$

Двойной ряд можно свести к разложению по гармоникам плотности, применив формулу Гегенбауэра

$$J_n(\theta) J_{n'}(\theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{i(n-n')\delta} J_{n+n'}(2\theta \cos \delta) d\delta \quad (4)$$

и разложение (1). Получим

$$|\psi_k(z, t)|^2 = \sum_n e^{inq(z-vt)} i^{-n} J_n(2\theta \sin n\omega_q t). \quad (5)$$

Для теплового облака атомов полная концентрация  $\rho$  вычисляется усреднением фазового множите-

ля  $e^{-inqt}$  по максвелловскому распределению скоростей  $e^{-mv^2/(2T)}$ , что дает

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_n \rho_n(t) e^{iqnz}, \quad (6)$$

$$\rho_n(t) = i^{-n} e^{-(nqt\sqrt{T/m})^2/2} J_n(2\theta \sin n\omega_q t). \quad (7)$$

После выключения короткого импульса стоячей волны линейно по  $t$  нарастает амплитуда модуляции плотности  $\propto \sin qz$  — атомы фокусируются к минимумам дипольного потенциала  $U(z)$ . Тепловое движение, напротив, ведет к размыванию решетки. В то же время, если  $\theta$  велико, т.е. атомы получили достаточно сильный толчок, распад основной решетки происходит из-за аберрации и образования решетки  $\propto \sin 2qz$  до того, как скажется тепловое движение. При  $T = 0$  эволюция плотности повторяется с периодом  $2\pi/\omega_q$ , что составляет квантовый эффект Телбота [12].

Модуляция плотности, возникающая вследствие дифракции Капицы – Дирака, — пространственно-периодическая и поэтому может быть обнаружена по брэгговскому рассеянию света. Принцип наблюдения показан на рисунке 1б. В моде  $\mathbf{k}_2$  включается слабая бегущая волна с напряженностью электрического поля  $\mathbf{E}_{read} e^{i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{x} - i\omega t} + \text{c. c.}$ , которая, рассеиваясь на основном периоде решетки плотности, по условию Брэгга переизлучается в моду  $\mathbf{k}_1$ . Напряженность электрического поля в моде рассеяния

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1(t) e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{x} - i\omega t} + \text{c. c.}, \quad \mathbf{E}_1 \propto \rho_1(t) \mathbf{E}_{read}(t). \quad (8)$$

Измерение комплексной величины  $E_1(t)$  позволяет узнать и модуль, и фазу при гармонике плотности  $e^{iqz}$ .

### 3. НАБЛЮДЕНИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Атомы лития-6 предварительно охлаждены и локализованы в магнитооптической ловушке (МОЛ), как описано в [13]. Лучи МОЛ выключаются за 100 мкс до включения оптической стоячей волны. К моменту включения стоячей волны получается облако размером 2 мм, содержащее 50 млн атомов при температуре 1–3 мК. Для увеличения частоты экспериментов реализована система перезахвата атомов — после окончания создания и детектирования решетки лучи МОЛ вновь включаются до того, как атомы разлетятся. Это позволяет пропустить длинную 20-секундную фазу накопления МОЛ и повторять эксперимент 3 раза в секунду.

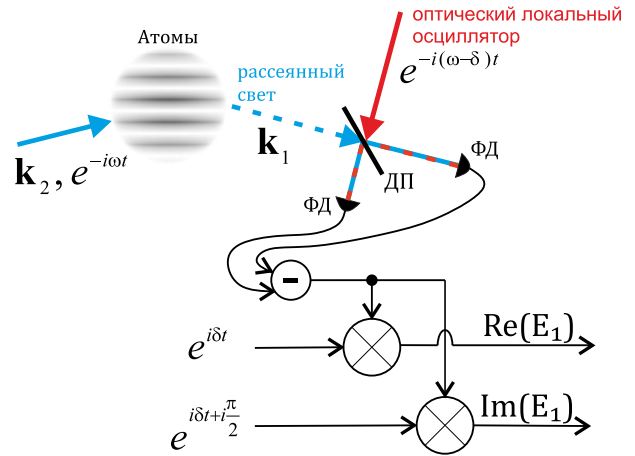
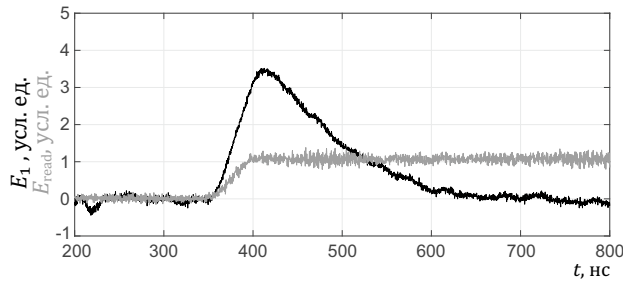


Рис. 2. Измерение амплитуды и фазы коэффициента  $\rho_1(t)$  при гармонике  $e^{iqz}$  плотности газа. Синим показан считывающий (сплошная линия) и рассеянный (штриховая) лучи, красным — ход лучей локального осциллятора. Черными стрелочками показаны электрические цепи, в которых распространяются сигналы на частоте 100 МГц и постоянного тока, ФД — фотодиод, ДП — делительная пластина

Угол между  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  составляет  $30^\circ$ , а длина волны 671 нм, что дает период решетки  $2\pi/q = 1.3$  мкм. Частота 2-фотонной отдачи стоячей волны  $\omega_q = 2\pi/(50 \text{ мкс})$ . Частота света в модах  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  отстроена на  $\Delta/2\pi = 60$  МГц вниз от перехода  $2S_{1/2}(F = 3/2) \rightarrow 2P_{3/2}$ , интенсивность света в каждой из мод  $2 \text{ Вт/см}^2$ , поляризация одинаковая линейная. Лучи включаются при помощи двух синфазных акустооптических модуляторов (АОМ) с акустической волной на частоте  $\delta/2\pi = 100$  МГц. Стоячая волна остается включенной в течение  $t_p = 100$  нс по уровню интенсивности 1/2, а за  $t = 0$  выбран момент, когда интенсивность возрастает до половины от максимальной. Большинство атомов находятся на уровне  $2S_{1/2}(F = 3/2)$ . Для них площадь импульса независимо от магнитного подуровня  $\theta = 50$ .

Схема наблюдения решетки плотности показана на рис. 2. В момент времени  $t = \tau$  включается слабое излучение в моде  $\mathbf{k}_2$ , которое рассеивается в моду  $\mathbf{k}_1$ . Измерение комплексной амплитуды рассеянного света  $E_1(t)$  происходит методом оптического гетеродинамирования. Луч локального осциллятора, в качестве которого используется нулевой порядок АОМ, совмещается на делительной пластине с рассеянным светом. Биения локального осциллятора и поля рассеяния на частоте  $\delta$  измеряются сбалансированным фотодетектором и перемножаются с несущей частотой АОМ. Перемножение происходит как с напряжением в фазе, так и в квадратуре с несущей. За-



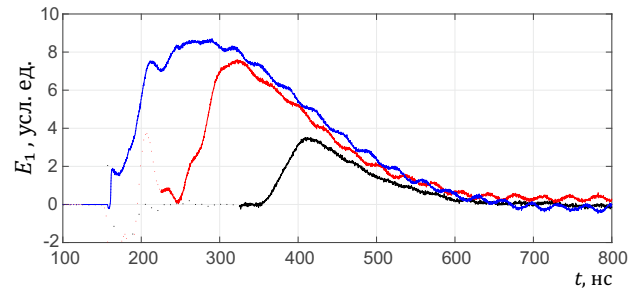
**Рис. 3.** Черная кривая: амплитуда света  $E_1(t)$ , рассеянного гармоникой плотности газа  $\rho_q(t)e^{ikz}$ , в зависимости от времени. Серая: амплитуда электрического поля  $E_{read}$  в импульсе считывания. Считывающий импульс включается в момент времени  $t = \tau = 350$  нс

тем напряжение на частоте  $2\delta$  удаляется фильтром высоких частот. В результате получаем части  $E_1(t)$  в фазе и в квадратуре с локальным оптическим осциллятором.

Измеренная амплитуда поля  $E_1(t)$  представлена на рис. 3. Показана только часть в фазе с несущей. Часть в квадратуре сведена к нулю выбором фазы несущей. Для исключения рассеяния, не связанного с атомами, в моду  $\mathbf{k}_1$  эксперимент выполнен сначала в присутствии облака атомов, а потом — без него. Результаты двух экспериментов вычтены. Каждый из двух экспериментов повторялся 64 раза, измеренное напряжение усреднялось. Для получения графиков на рис. 3 считывающий импульс в моде  $\mathbf{k}_2$  включается при  $t = \tau = 350$  нс через 250 нс после окончания импульса, создающего решетку. Амплитуда рассеянного света  $E_1(t)$  нарастает до максимального значения в течение 50 нс. Увеличение амплитуды сигнала в промежутке от 350 до 400 нс обуславливается увеличением амплитуды считывающего поля.

Для проверки того, что считывающее излучение не вносит существенного вклада в распад решетки плотности, в эксперименте время начала считывания  $\tau$  изменялось. Для трех значений  $\tau$  поле рассеяния показано на рис. 4. Видно, что убывание  $\rho_1(t)$  не зависит от  $\tau$ .

В данных рис. 4 не прослеживается линейное нарастание глубины модуляции плотности, предсказанное формулой (7), для времен сразу после выключения стоячей волны. Причина состоит в нарушении приближения о мгновенном воздействии импульса стоячей волны. В выражении для  $\rho_1$  зависимость  $J_1(2\theta\omega_q t)$  достигает максимума за 150 нс, что сравнимо с продолжительностью импульса  $t_p = 100$  нс. Атомы, таким образом, некоторое время удерживаются минимумами потенциала  $U(z)$ . Убывание кривых рассеяния происходит



**Рис. 4.** Амплитуда света  $E_1(t)$  в канале рассеяния для различных моментов включения считывающего импульса  $\tau = 150$  нс (синий), 250 нс (красный) и 350 нс (черный)

за 210 нс по уровню  $1/e$ , что соответствует температуре 1.4 мК в предположении теплового механизма разрушения решетки.

#### 4. ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

В поле тяготения решетка плотности падает, сдвигаясь на величину  $z'(t)$ , что создает в  $\rho_1$  фазовый множитель  $e^{-iqz'}$ . Поскольку рассеяние света чувствительно к фазе  $\rho_1$ , появляется возможность измерить ускорение свободного падения  $g$ . Кроме того, наблюдение за эволюцией решетки на временах  $\gg 2\pi/\omega_q$  позволяет измерить  $\omega_q$  и, как следствие,  $\hbar/m$ . В обоих измерениях препятствием служит распад решетки из-за теплового движения, который, однако, обратим при помощи эффекта эха [11], позволяющего восстановить решетку в любой заданный момент времени. Эхо использовано для измерения  $g$  при помощи газа рубидия [6].

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создана короткоживущая решетка плотности в газе атомов лития, образующаяся в ответ на краткое включение стоячей оптической волны. Наблюдение решетки чувствительно к сдвигу относительно начального положения. Модуляция плотности газа лития может быть применена в атомной интерферометрии в комбинации с эффектом эха и колебаниями Блоха–Зенера, где полезна малая масса лития-6 и отсутствие  $s$ -взаимодействия в спин-поляризованном газе.

**Благодарности.** Авторы благодарят К. А. Карпова за участие в начальном этапе работы.

**Финансирование.** Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 19-29-11025), в рамках госзадания FFUF-2023-0002 и ДК «Квантовые вычисления».

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. L. Kapitza and P. A. M. Dirac, *Math. Proceed. of the Cambridge Phil. Soc.* **29**, 297 (1933).
2. S. Altshuler, L. M. Frantz, and R. Braunstein, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 231 (1966).
3. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, *Письма в ЖЭТФ* **21**, 346 (1975).
4. D. S. Weiss, B. C. Young, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2706 (1993).
5. В. А. Гринчук, А. П. Казанцев, Е. Ф. Кузин и др., *Письма в ЖЭТФ* **34**, 395 (1981).
6. S. B. Cahn, A. Kumarakrishnan, U. Shim et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 784 (1997).
7. A. D. Cronin, J. Schmiedmayer, D. E. Pritchard, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1051 (2009).
8. R. Charrière, M. Cadoret, N. Zahzam et al., *Phys. Rev. A* **85** 013639 (2012).
9. V. Xu, M. Jaffe, C. D. Panda et al., *Science* **366**, 745 (2019).
10. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Письма в ЖЭТФ* **31**, 542 (1980).
11. Б. Я. Дубецкий, А. П. Казанцев, В. П. Чеботаев и др., *Письма в ЖЭТФ* **39**, 531 (1984).
12. В. Б. Махалов, А. В. Турлапов, *Письма в ЖЭТФ* **109**, 564 (2019).
13. В. А. Виноградов, К. А. Карпов, А. В. Турлапов, *КЭ* **51**, 490 (2021).