

ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИЙ СВЕТОИМПУЛЬСНЫЙ АТОМНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР: ДВУХУРОВНЕВАЯ СХЕМА

А.Ж. МУРАДЯН*

Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

*e-mail: muradyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 12 сентября 2024 г.)

Предлагается новый тип атомного интерферометра, в котором традиционный метод измерения состояния атома заменен на метод поляризационной спектроскопии с использованием рабочего вещества сгустка конденсата двухуровневых атомов. В результате атомный интерферометр освобождается от необходимости вышеупомянутых многократных повторений, сохраняя при этом высокую чувствительность. Для расщепления поступательного движения атома используется резонансная дифракция Капицы–Дирака. Численные расчеты по определению повернутой составляющей зондирующего поля показывают, что отношение выходного сигнала к входному сигналу в нормальных условиях специализированной лаборатории лазерной физики с использованием в качестве рабочего вещества сгустка атомного конденсата щелочных металлов с концентрацией 10^{11} см^{-3} и линейными размерами порядка 1 мкм достигает вполне солидных значений 0.1–0.2.

1. Введение

Светоимпульсные атомные интерферометры [1–6] являются устоявшейся отраслью высоких технологий в квантовой метрологии и квантовом зондировании [7–9]. В них атомный волновой пакет расщепляется, как и в стандартных оптических интерферометрах, на два пути, которые затем отражаются и рекомбинируются. Угол расщепления формируется за счет комбинационного рассеяния на атоме фотона, в результате чего расщепленные атомные траектории оказываются очень близкими. Чтобы раздвинуть их друг от друга, необходимо тщательно накопить множество актов рассеяния, вплоть до нескольких сотен [10, 11].

Другим качественно новым аспектом традиционного атомного интерферометра по отношению к традиционным оптическим интерферометрам является метод регистрации. Здесь информация о разности фаз определяется путем подсчета атомов, зарегистрированных на их основных и возбужденных внутренних энергетических уровнях (выходных портах), напрямую апеллируя к стандартной теории квантового измерения [12–14]. Вероятностный характер последнего приводит к необходимости многократного повторения уже всего цикла взаимодействия, включая идентичные начальные условия.

В настоящей работе представлена новая схема атомного интерферометра, в

которой информация о выходном состоянии атома определяется не путем подсчета атомов на двух выходных портах интерферометра, а по однократному акту высокочувствительной поляризационной спектроскопии зондирующего поля [15, 16]. Особенностью предлагаемой схемы является также то, что интерференция атомных волн происходит не за счет пространственного перекрытия двух предварительно разделенных траекторий, а за счет оптических переходов между двумя дискретными семействами импульсных состояний поступательного движения атома на его основном и возбужденном внутренних состояниях, генерируемых дифракцией Капицы–Дирака. Подобная схема светоимпульсного атомного интерферометра, в котором регистрация интерференционной информации осуществляется методом абсорбционной спектроскопии зондирующего излучения, была опубликована нами [17]. Мотивацией данного исследования является значительно более высокая чувствительность поляризационной спектроскопии по сравнению с абсорбционной спектроскопией.

На первом этапе работы интерферометра происходит генерация семейства эквидистантных импульсных состояний путем дифракции атома на резонансном поле стоячей волны лазерного излучения. Для расчета амплитуд этих состояний известно приближение Рамана–Ната расширено на более длительные времена взаимодействия, что позволяет заселить основное и возбужденное внутренние состояния атома практически одинаково. На втором этапе взаимодействие происходит с бегущей волной, порождающей интерференцию между семействами импульсных состояний. В ходе этого взаимодействия импульсные распределения на внутренних уровнях периодически осциллируют, перемещая центры распределения в противоположных направлениях. Зондирующее поле сверхкороткого когерентного излучения, следуя за полем накачки, распространяется вдоль направления стоячих и бегущих волн и, взаимодействуя с атомным ансамблем, проецирует его квантовое состояние в спектр вращения плоскости поляризации зондирующего поля. Искомая информация об интерференции волн материи представляется в виде асимметрично распределенного семейства узких максимумов, одинаково смещенных друг относительно друга за счет эффекта Доплера. Использование такого метода диагностики существенно упростит устройство атомного интерферометра, сохранив при этом высокую точность измерения.

2. Генерация и интерференция импульсных состояний атома

2.1. Генерация импульсных состояний атома полем стоячей волны

Рассмотрим двухуровневый атом с массой M и частотой оптического перехода ω_0 , взаимодействующий с лазерной стоячей волной с резонансной частотой $\omega = \omega_0$ и напряженностью электрического поля E . Отметим, что на протяжении всей статьи время взаимодействия атома с внешними полями считается меньшим времени релаксации атомного состояния. Тогда состояние атома описывается волновой функцией

$$\psi(z, t) = g(z, t)\varphi_g e^{-iE_g t} + e(z, t)\varphi_e e^{-iE_e t},$$

где φ_g и φ_e – волновые функции внутренних состояний, $g(z, t)$ и $e(z, t)$ –

амплитуды (коэффициентные волновые функции поступательного движения) атома, находящегося соответственно на основном и возбужденном внутреннем энергетических уровнях E_g и E_e в момент времени t и с координатой центра тяжести z .

Уравнения эволюции этих амплитуд хорошо известны и могут быть записаны уравнениями отдельно для суперпозиционных амплитуд $a(z, t) = (g(z, t) + e(z, t)) / 2$ и $b(z, t) = (g(z, t) - e(z, t)) / 2$:

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar}{2M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) a(z, t) = -2 \frac{dE}{\hbar} \cos kz a(z, t), \quad (1a)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar}{2M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) b(z, t) = 2 \frac{dE}{\hbar} \cos kz b(z, t), \quad (1b)$$

где d – дипольный матричный элемент оптического перехода, $k = \omega / c$.

Сперва рассмотрим уравнение (1a) и введем безразмерные переменные $\eta = kz$, $\tau = \omega_r t$ и параметр интенсивности волн $\zeta = dE / \hbar \omega_r$, где $\omega_r = \hbar k^2 / 2M$ – частота отдачи однофотонного поглощения (или излучения). Предположим, что до взаимодействия со стоячей волной атом находился в состоянии покоя или в суперпозиции импульсных состояний, отличающихся друг от друга на величину, кратную импульсу фотона. Тогда решение (1a) и (2b) можем искать в виде Фурье-разложений

$$a(\eta, \tau) = \sum_{n, m=-\infty}^{\infty} i^m a_m(n, \tau) e^{i(m+n)\eta - i(m+n)^2 \tau}, \quad (2a)$$

$$b(\eta, \tau) = \sum_{n, m=-\infty}^{\infty} i^m b_m(n, \tau) e^{i(m+n)\eta - i(m+n)^2 \tau}, \quad (2b)$$

где $|m|$ – импульс отдачи (в единицах $\hbar k$), полученный атомом в процессе взаимодействия со стоячей волной, а возможные значения n (n – необязательно целое число) отличаются на единицу. С его помощью представляется начальное импульсное распределение атома.

Подставляя (2a), (2b) в (1a), (1b), для неизвестных амплитуд $a_m(n, \tau)$, $b_m(n, \tau)$ получаем следующее рекуррентное дифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial a_m(n, \tau)}{\partial \tau} = e^{-i\tau} \zeta (a_{m-1}(n, \tau) e^{i2(m+n)\tau} - a_{m+1}(n, \tau) e^{-i2(m+n)\tau}),$$

$$\frac{\partial b_m(n, \tau)}{\partial \tau} = -e^{-i\tau} \zeta (b_{m-1}(n, \tau) e^{i2(m+n)\tau} - b_{m+1}(n, \tau) e^{-i2(m+n)\tau}).$$

Из-за зависящих от времени экспоненциальных коэффициентов уравнения не имеют точных аналитических решений. Известное приближение Рамана–Ната [18–21], иногда называемое приближением коротких времен взаимодействия, соответствует замене коэффициентов на единицу, т. е. при $(2m + 2n \pm 1)\tau \ll 1$. Здесь мы примем более слабое ограничение на время взаимодействия: $\tau \ll 1$ [17]. Тогда приближенное решение для амплитуд импульсных состояний на основном и возбужденном уровнях представится в виде [17]

$$g_m(n, \tau) = f_n \frac{1 + (-1)^m}{2} e^{i2(m+n)\tau} J_m \left(\frac{\zeta}{m+n} \sin(2(m+n)\tau) \right), \quad (3a)$$

$$e_m(n, \tau) = f_n \frac{1 - (-1)^m}{2} e^{i2(m+n)\tau} J_m \left(\frac{\zeta}{m+n} \sin(2(m+n)\tau) \right), \quad (3b)$$

где предполагается, что атом до взаимодействия находится в основном состоянии, а $J_m(x)$ – функция Бесселя. Отметим, что решение имеет периодичность $T = 2\pi$. И наконец, приняв выполнение условия нормировки $\sum_{m,n=-\infty}^{\infty} (|g_m(n, \tau)|^2 + |e_m(n, \tau)|^2) = 1$ за показатель корректности приближения, можно легко убедиться, что применимость формул (4a) и (4b) весьма надежна в пределах $\zeta\tau \leq 10$.

Импульсные распределения первоначально неподвижного атома натрия ($\omega_r \approx 1.5 \times 10^5$ Гц) после рассеяния на стоячей волне показаны на рис.1 (при $\Omega_{\text{Rabi}} = dE / \hbar = 4.5 \times 10^7$ Гц, $t = 2 \times 10^{-7}$ сек). Как видно, количество импульсных состояний и примерно одинаковый характер их распределения вполне достаточны для поиска оптимальной ситуации для последующей реализации и регистрации интерференции волн атомной материи.

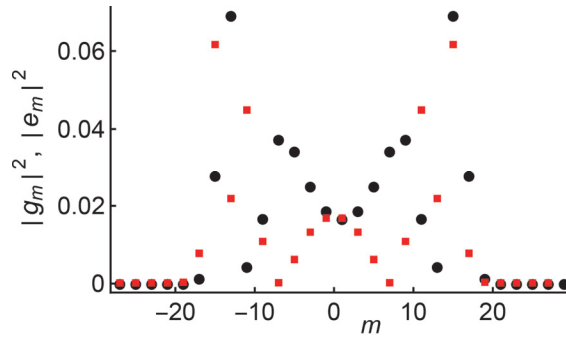


Рис.1. Характерный вид распределения вероятностей импульсных состояний для основного (кружки) и возбужденного (квадраты) внутренних состояний атома, генерируемых полем стоячей волны; $\tau_1 = \pi / 100$ и $\zeta = 3 \cdot 10^2$.

2.2. Образование асимметрии в импульсном распределении атома

Сразу после генерации импульсных состояний (5) атом может некоторое время от момента τ_1 до момента $\tau_2 \geq \tau_1$ находиться в свободном движении. За это время коэффициентные волновые функции поступательного движения будут определяться следующими выражениями:

$$g(\eta, \tau) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} g_l(\tau_1) e^{il\eta - il^2\tau}, \quad e(\eta, \tau) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} e_l(\tau_1) e^{il\eta - il^2\tau}, \quad (4)$$

Далее (с момента τ_2) взаимодействие атома продолжается с одной из встречных волн, создающих стоячую волну. Индуцированные им оптические переходы по-

парно накладывают друг на друга импульсные состояния с основного и возбужденного уровней атома, отличающиеся на один фотонный импульс, и таким образом осуществляют интерференцию этих волн материи [21]. В результате амплитуды состояний импульса в волновых функциях, записанных в виде

$$g(\eta, \tau) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} g_l(\tau) e^{i l \eta}, \quad e(\eta, \tau) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} e_l(\tau) e^{i l \eta}, \quad (5)$$

представляются выражениями

$$g_l(\tau) = c_{l,1} e^{-i \lambda_{l,1}(\tau - \tau_2)} + c_{l,2} e^{-i \lambda_{l,2}(\tau - \tau_2)}, \quad e_l(\tau) = d_{l,1} e^{-i \mu_{l,1}(\tau - \tau_2)} + d_{l,2} e^{-i \mu_{l,2}(\tau - \tau_2)}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} c_{l,1} &= -\frac{\zeta^* e_{l+1}(\tau_2) + (\lambda_{l,2} - l^2) g_l(\tau_2)}{\lambda_{l,1} - \lambda_{l,2}}, \quad c_{l,2} = \frac{\zeta^* e_{l+1}(\tau_2) + (\lambda_{l,1} - l^2) g_l(\tau_2)}{\lambda_{l,1} - \lambda_{l,2}}, \\ d_{l,1} &= -\frac{\zeta g_{l-1}(\tau_2) + (\mu_{l,2} - l^2) e_l(\tau_2)}{\mu_{l,1} - \mu_{l,2}}, \quad d_{l,2} = \frac{\zeta g_{l-1}(\tau_2) + (\mu_{l,1} - l^2) e_l(\tau_2)}{\mu_{l,1} - \mu_{l,2}}, \\ \lambda_{l,1(2)} &= \frac{1}{2} + l + l^2 \mp \sqrt{\frac{1}{4} + l + l^2 + |\zeta|^2}, \quad \mu_{l,1(2)} = \frac{1}{2} - l + l^2 \mp \sqrt{\frac{1}{4} + l + l^2 + |\zeta|^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$g_l(\tau_2) = e^{i 2 l \tau_1 - i l^2 \tau_2} \sum_{s=-\infty}^{\infty} i^{\frac{l-s}{2}} f_{l+s} \frac{1 + (-1)^{\frac{l-s}{2}}}{2} J_{\frac{l-s}{2}} \left(\frac{\zeta}{l} \sin(2l \tau_1) \right),$$

$$e_l(\tau_2) = e^{i 2 l \tau_1 - i l^2 \tau_2} \sum_{s=-\infty}^{\infty} i^{\frac{l-s}{2}} f_{l+s} \frac{1 - (-1)^{\frac{l-s}{2}}}{2} J_{\frac{l-s}{2}} \left(\frac{\zeta}{l} \sin(2l \tau_1) \right).$$

Формулы (5) и (6) завершают описание генерации и интерференции волн материи, подлежащих в дальнейшем измерению на выходе атомного интерферометра.

Следует отметить, что импульсное распределение на выходе интерферометра содержит два типа интерференции. Один из них присущ задаче рассеяния на периодическом потенциале и представлен суммой по импульсным состояниям в выражении волновой функции (5). Второй является ключевым динамическим процессом в предлагаемом здесь атомном интерферометре. Он накладывает соответствующие импульсные состояния основного и возбужденного энергетических уровней атома и представляется двумя суммами двух членов в числителях (7).

3. Регистрация интерференции поляриметрическим методом

Для измерения состояния (7), запутанного между поступательным и внутренним степенями свободы атома, предлагается поляриметрический метод, в котором поле накачки (стоячая волна и последующая бегущая волна) циркулярно поляризовано и связывает магнитные подуровни двухуровневого атома, как показано на рис.2. Оно приблизительно выравнивает населенности двух подуровней, одновременно формируя на каждом из них дискретный набор импульсных состояний, содержащий искомую информацию об интерференции волн атомной

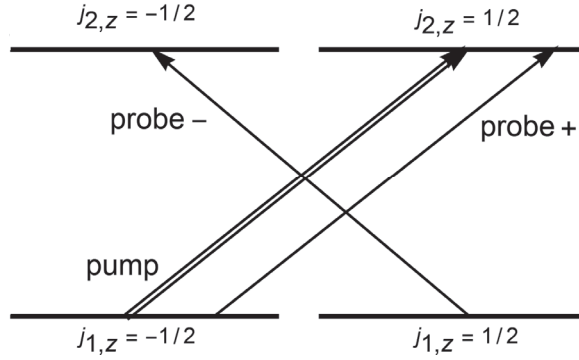


Рис.2. Циркулярно поляризованное поле накачки индуцирует оптическую гиротропию в атомной среде (тонком слое охлажденных лазером атомов), вращая линейную поляризацию зондирующего излучения.

материи. При этом атомарная среда (слабо взаимодействующих между собой атомов) становится оптически гиротропной.

Зондирующее поле линейной поляризации, распространяющееся по линии накачки, представляется в виде суммы двух противоположно вращающихся круговых поляризаций. Компонента пробного поля с круговой поляризацией поля накачки активирует оптический переход $j_{1,z} = -1/2 \leftrightarrow j_{2,z} = 1/2$, а обратная поляризация активирует оптический переход $j_{1,z} = 1/2 \leftrightarrow j_{2,z} = -1/2$, не возмущенный полем накачки (рис.2). Поэтому две круговые компоненты пробной волны в атомарной среде распространяются с разными фазовыми скоростями, в результате чего суммарная линейная поляризация на выходе поворачивается относительно входного направления на некоторый угол. При этом импульсное распределение атома – носителя информации об интерференции волн материи – однозначно отображается за счет эффекта Доплера на спектре частот повернутой компоненты пробной волны.

Математика для расчета вращающейся компоненты зондирующего поля хорошо известна [16] и для данной ситуации дает

$$E_{p,y}(z,t) = \frac{E_p(0,t)}{2} \left[\exp(-iqF(\omega_p)k_p z) - \exp\left(-i \frac{q}{\Delta_p - k_p v_r / 2 + i\gamma} k_p z\right) \right], \quad (8)$$

где $q = \pi N |d|^2 / 6\hbar$, N – атомная плотность на основном состоянии, равномерно распределенная между магнитными подуровнями $j_{1,z} = \pm 1/2$ до взаимодействия с полем накачки, $k_p = \omega_p / c$, ω_p – круговая частота зондирующей волны, d – приведенный матричный элемент оптического перехода, $\Delta_p = \omega_p - \omega_0$, $v_r = \hbar k / M$ – скорость однофотонной отдачи, а

$$F(\omega_p) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{|g_l(\tau_3)|^2}{\Delta_p - 2(l + 1/2)k_p v_r + i\gamma},$$

где t_3 – момент выключения бегущей волны накачки. Параметр неоднородного уширения оптических линий γ введен феноменологически.

Для практических приложений метода желательно, конечно, оптимизировать и по возможности упростить характер выходного сигнала (8). Этой цели во многом можно достичь за счет выбора параметров бегущей волны накачки, которая раскачивает распределения импульсов на основном и возбужденном уровнях атома в противоположных направлениях с большой амплитудой. Это раскачивание для заселенности левой части распределения (т.е. для области $m \leq 0$) на основном и возбужденном состояниях иллюстрируется на рис.3 [21], создавая своего рода кота Шредингера в импульсном пространстве. Наиболее оптимальными, по нашему мнению, являются моменты, когда распределения импульсов на основном и возбужденном магнитных подуровнях максимально удалены друг от друга (точки минимума и максимума на рис.3). Поляризационной спектроскопии остается задача проецирования этих сильно асимметричных распределений импульсов в спектральное распределение вращающейся компоненты пробной волны с помощью эффекта Доплера. На рис.4 показан результат такого проецирования для условий первого экстремума рис.3.

Если будет необходима некоторая предварительная информация о системе, то удобнее всего будет измерить спектр непосредственно за встречными волнами, когда он еще симметричен относительно начального (нулевого) значения.

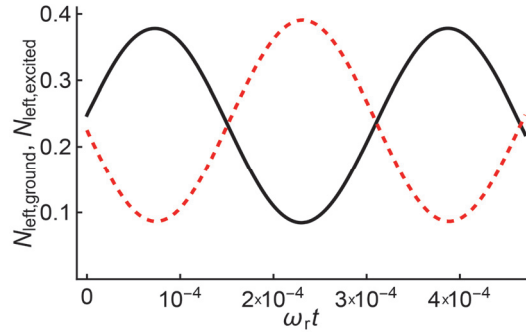


Рис.3. Временная эволюция отрицательно-импульсных состояний атома на возбужденном (пунктирная линия) и основном (сплошная линия) уровнях внутренней энергии; $\tau_2 = \tau_1 = \pi \times 10^{-3}$ и $\zeta = 10^4$.

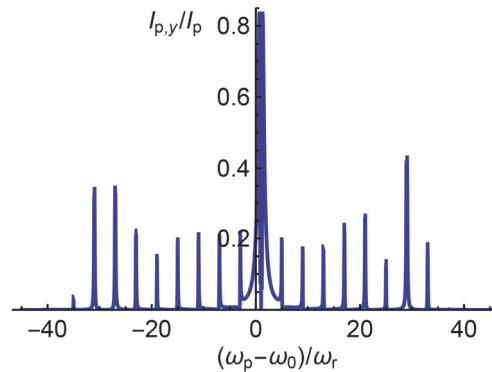


Рис.4. Спектр повернутой поляризации зондирующего поля в момент первого максимума асимметрии импульсного распределения (рис.3). Толщина атомарного образца равна 1 мкм, а плотность равна 10^{11} см^{-3} . Эти значения характерны для магнитооптических ловушек; $\tau_2 = \tau_1 = \pi \times 10^{-3}$ и $\zeta = 3 \times 10^2$.

4. Заключение

Предложен новый тип атомного интерферометра, объединяющий хорошо развитые направления атомной оптики и поляризационной спектроскопии. Первая стадия взаимодействия заключается в генерации эквидистантных импульсных состояний за счет дифракции двухуровневого атома на резонансной стоячей электромагнитной волне. Дальнейшая интерференция происходит за счет взаимодействия с одной из бегущих волн, которая периодически осциллирует распределение импульсов на основном и возбужденных внутренних уровнях энергии атома в противоположных направлениях. Измерительная стадия основана на поляризационной спектроскопии, в которой интерференционный результат атомных импульсных состояний воспроизводится в спектральном распределении повернутой компоненты зондирующего электромагнитного излучения. Определены оптимальные условия вывода информации о процессе интерференции и показано, что обычные условия специализированных лабораторий по лазерному охлаждению паров щелочных металлов (например, выбранные на рис.4) более чем достаточны для успешной работы предлагаемого атомного интерферометра.

Следует также добавить, что из-за колебательного характера распределения импульсов средние пространственные смещения атомов оказываются меньше длины волны оптических полей, т. е. траектории атомов разных импульсных состояний все время остаются перекрытыми. Это свидетельствует о компактности конструкции поляриметрического атомного интерферометра, а также о перспективности его портативного варианта.

Работа выполнена при финансовой поддержке Комитета по высшему образованию и науке Республики Армения в рамках Лаборатории исследования и моделирования квантовых явлений Института физики ЕГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Я. Дубецкий, А.П. Казанцев, В.П. Чеботаев, В.П. Яковлев. ЖЭТФ, **89**, 1190 (1985).
2. Б.Я. Дубецкий, А.П. Казанцев, В.П. Чеботаев, В.П. Яковлев. Письма в ЖЭТФ, **39**, 531 (1984).
3. Atom Interferometry, P.R. Berman (Ed.), USA, CA, San Diego, Academic Press, 1997.
4. M. Kasevich, S. Chu. Phys. Rev. Lett., **67**, 181 (1991).
5. A.D. Cronin, J. Schmiedmayer, D.E. Pritchard. Rev. Mod. Phys., **81**, 1051 (2009).
6. F.A. Narducci, A.T. Black, J.H. Burke. Adv. Phys. X, **7**, 1946426 (2022).
7. L. Pezzè, A. Smerzi, M.K. Oberthaler, R. Schmied, P. Treutlein. Rev. Mod. Phys., **90**, 035005 (2018).
8. C.L. Degen, F. Reinhard, P. Cappellaro. Rev. Mod. Phys., **89**, 035002 (2017).
9. M. Abe, P. Adamson, M. Borcean, D. Bortoletto, K. Bridges, S. P. Carman, S. Chattopadhyay, J. Coleman, N. M. Curfman, K. DeRose, et al. Quantum Sci. Technol., **6**, 044003 (2021).
10. M. Cadoret, E. de Mirandes, P. Clad'e, S. Guellati-Kh'elifa, C. Schwob, F. Nez, L. Julien, F. Biraben. Phys. Rev. Lett., **101**, 230801 (2008).
11. J. Rudolph, T. Wilkason, M. Nantel, H. Swan, C. M. Holland, Y. Jiang, B.E. Garber, S.P. Carman, J.M. Hogan. Phys. Rev. Lett., **124**, 083604 (2020).
12. И. Фон Нейман. Математические основы квантовой механики. Москва, Наука, 1964.

13. **H.M. Wiseman, G.J. Milburn.** Quantum Measurement and Control. Cambridge University Press, Cambridge, 2010.
14. **М.Г. Иванов.** Как понимать квантовую механику, НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика»; Институт компьютерных исследований, Москва — Ижевск, 2015.
15. **C. Wieman, T.W. Hänsch.** Phys. Rev. Lett., **36**, 1170 (1976).
16. **W. Demtroder.** Basic Concepts and Instrumentatio, § 10.3. Springer, Berlin, Heidelberg, Germany, 1996.
17. **A.Zh. Muradyan.** J. Contemp. Phys., **58**, 547 (2023).
18. **М. Борн, Э. Вольф.** Основы оптики, пункт 12.2.7. Наука, Москва, 1970.
19. **В.М. Арутюнян, А.Ж. Мурадян.** Доклады АН Арм. ССР, **60**, 275 (1975).
20. **R.J. Cook, A.F. Bernhardt.** Phys. Rev. A, **18**, 2533 (1978).
21. **A.Zh. Muradyan, H.I. Haroutyunyan.** Phys. Rev. A, **62**, 013401 (2000).

ԼՈՒՍԱԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ԲԵՎԵՌԱՄԵՏՐԱԿԱՆ ԱՏՈՄԱԿԱՆ
ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐ. ԵՐԿՄԱԿԱՐԴԱԿ ՍԽԵՄԱ
Ա.Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Առաջարկվում է ատոմային ինտերֆերոմետրի նոր տեսակ, որում ատոմի վիճակի չափման ավանդական մեթոդը փոխարինվում է բևեռացման սպեկտրոսկոպիայի մեթոդով՝ որպես աշխատանքային նյութ օգտագործելով երկմակարդակ ատոմների կոնդենստի մի փոքրիկ թանձրույթ: Արդյունքում ատոմային ինտերֆերոմետրը ազատվում է վերոհիշյալ բազմակի կրկնությունների անհրաժեշտությունից՝ միաժամանակ պահպանելով բարձր զգայունություն: Ատոմի համընթաց շարժումը տրոհվելու համար օգտագործվում է Կապիցա-Դիրակի ռեզոնանսային դիֆրակցիան: Ջոնդավորման դաշտի պտտվող բաղադրիչը որոշելու համար թվային հաշվարկները ցույց են տալիս, որ ելքային ազդանշանի և մուտքային ազդանշանի հարաբերությունը լազերային ֆիզիկայի մասնագիտացված լաբորատորիայի նորմալ պայմաններում, օգտագործելով որպես աշխատանքային նյութ ալկալային մետաղների ատոմային կոնդենսատ 10^{11} cm^{-3} կոնցենտրացիայով և $1 \mu\text{m}$ զծային չափսերով, հասնում է $0.1 - 0.2$ բավականին պատկառելի արժեքների:

POLAROMETRIC LIGHT-PULSE ATOM INTERFEROMETER:
TWO-LEVEL SCHEME
A.Zh. MURADYAN

A new type of atomic interferometer is proposed, in which the traditional method of measuring the state of an atom is replaced by the method of polarization spectroscopy using the working substance of a cloud of condensate of two-level atoms. As a result, the atomic interferometer is freed from the need for the above-mentioned multiple repetitions, while maintaining high sensitivity. Kapitza-Dirac resonance diffraction is used to split the translational motion of the atom. Numerical calculations to determine the rotated component of the probing field show that the ratio of the output signal to the input signal under normal conditions in a specialized laser physics laboratory using a cloud of atomic condensate of alkali metals with a concentration of 10^{11} cm^{-3} and linear dimensions of the order of $1 \mu\text{m}$ as the working substance reaches quite respectable values $0.1 - 0.2$.