

## ОПТИЧЕСКИЕ ЛОВУШКИ

## Магнитооптическая ловушка для атомов Mg, образованная световыми волнами с эллиптической поляризацией

О.Н.Прудников, Д.В.Бражников, А.В.Тайченачев, В.И.Юдин, А.Н.Гончаров

Рассмотрена магнитооптическая ловушка (МОЛ) для атомов  $^{24}\text{Mg}$  на замкнутом оптическом переходе  $^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{D}_3$  ( $\lambda = 383.8$  нм), образованная волнами с эллиптической поляризацией, в  $\epsilon - \theta - \bar{\epsilon}$ -конфигурации поля. По сравнению с известной МОЛ, образованной волнами с циркулярными поляризациями ( $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурация), в ловушке, образованной полями  $\epsilon - \theta - \bar{\epsilon}$ -конфигурации, достигнимо более глубокое субдоплеровское охлаждение захваченных атомов  $^{24}\text{Mg}$ , которое не может быть достигнуто в обычной ловушке, образованной полями  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации.

**Ключевые слова:** магнитооптическая ловушка, субдоплеровское охлаждение, лазерное охлаждение, эллиптическая поляризация.

## 1. Введение

Возможность использования атомов  $^{24}\text{Mg}$  для создания оптических стандартов частоты нового поколения обусловлена наличием узких спектральных линий (так называемые часовые переходы), связанных с запрещенными переходами из основного состояния  $^1\text{S}_0$  на низший триплетный уровень  $^3\text{P}_{0,1,2}$  (рис.1), а также наличием оптических переходов с достаточно широкими спектральными линиями, доступных для лазерного охлаждения. Так, замкнутый оптический переход  $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$  может быть использован для доплеровского охлаждения атомов  $^{24}\text{Mg}$  до температур  $T_D = 1.2$  мК. Однако основное состояние рассматриваемого оптического перехода является невырожденным (имеет полный угловой момент  $J = 0$ ), что делает невозможным применение механизмов субдоплеровского лазерного охлаждения.

Для достижения меньших температур было предложено использовать замкнутый оптический переход  $^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{D}_3$  ( $\lambda = 383.8$  нм) [1, 2]. Поскольку нижнее состояние  $^3\text{P}_2$  вырождено по проекции углового момента ( $J_g = 2$ ), это должно приводить к возможности достижения сверхнизких температур в процессе субдоплеровского лазерного охлаждения [3]. Однако экспериментальная реализация

\* Доложена на Пятом российско-китайском симпозиуме по лазерной физике и фотонике (RCWLP&P, Новосибирск, 26–30 августа 2015 г.).

**О.Н.Прудников, Д.В.Бражников, А.В.Тайченачев.** Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: oleg.nsu@gmail.com

**В.И.Юдин, А.Н.Гончаров.** Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Институт лазерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, просп. К.Маркса, 20

Поступила в редакцию 7 декабря 2015 г., после доработки – 11 февраля 2016 г.

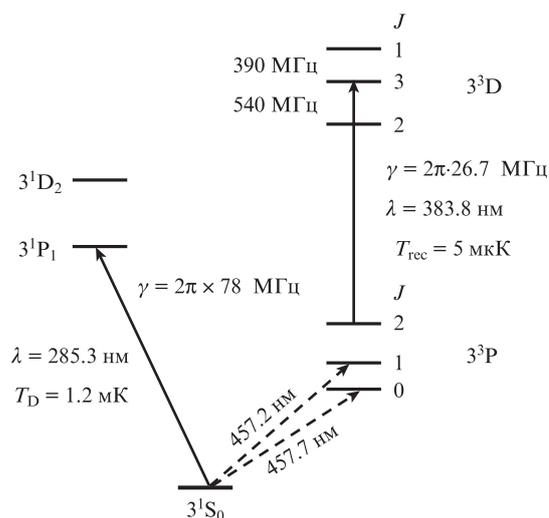


Рис. 1. Схема некоторых энергетических уровней атома  $^{24}\text{Mg}$ . Сплошными стрелками указаны оптические переходы, которые могут быть использованы для лазерного охлаждения, штриховыми стрелками обозначены возможные «часовые» переходы.

лазерного охлаждения атомов  $^{24}\text{Mg}$  с использованием полей магнитооптической ловушки (МОЛ)  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации, резонансных оптическому переходу  $^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{D}_3$ , не привела к ожидаемым результатам [1]. Атомы  $^{24}\text{Mg}$  удалось охладить лишь до температуры 1 мК, что даже превышает доплеровский предел температуры лазерного охлаждения (для данного перехода  $T_D = 425$  мК). Недавний анализ [2] выявил ограничения при лазерном охлаждении атомов  $^{24}\text{Mg}$  в полях  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации, связанные с ограниченностью квазиклассических методов описания лазерного охлаждения, что качественно согласуется с результатами работы [1]. Как было указано в [2], это обусловлено недостаточной малостью параметра квазиклассичности для рассматриваемого атомного перехода (отношение энергии отдачи к радиационной ширине верхнего уровня), что является необходимым условием применения квазиклассического приближения [4–8]. В настоящей работе для достижения субдоплеровских

температур лазерно-охлажденных атомов  $^{24}\text{Mg}$  мы предлагаем использовать МОЛ, образованную световыми волнами с эллиптическими поляризациями.

## 2. Основные уравнения

Эволюция атомов в резонансном электромагнитном поле в присутствии магнитного поля описывается уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] - \hat{\Gamma} \{ \hat{\rho} \} \tag{1}$$

для атомной матрицы плотности  $\hat{\rho}$ . Здесь  $\hat{H}$  – гамильтониан атома в поле, а  $\hat{\Gamma} \{ \hat{\rho} \}$  описывает релаксацию населенностей и когерентностей энергетических уровней в процессах спонтанного распада (см., напр., [8, 9]). К настоящему времени развито множество методов, которые позволяют решить задачу о взаимодействии света с атомами, описываемую уравнением (1), с учетом эффектов отдачи в процессах поглощения и излучения фотонов поля. Все развитые методы методологически разделяются на квазиклассические [4–8] и квантовые [10–17]. Квазиклассические подходы основаны на разложении уравнения (1) по параметру отдачи (отношение импульса фотона  $\hbar k$  к дисперсии атомного импульса  $\Delta p$ ) и применимы при выполнении ряда условий [4–8]. При этом уравнение для эволюции атомной матрицы плотности  $\hat{\rho}$  (1) сводится к квазиклассическому уравнению Фоккера–Планка для распределения плотности атомов в фазовом пространстве  $W(r, p) = \text{Tr} \{ \hat{\rho}(r, p) \}$ :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \sum_i \frac{p_i}{M} \nabla_i \right) W = - \sum_i \frac{\partial}{\partial p_i} F_i(r, p) W + \sum_{ij} \frac{\partial^2}{\partial p_i \partial p_j} D_{ij}(r, p) W, \tag{2}$$

где  $E_i(r, p)$  и  $D_{ij}(r, p)$  – декартовы компоненты силы, действующей на движущийся атом, и тензора диффузии атомов в фазовом пространстве соответственно;  $M$  – масса атома.

В имеющихся квантовых методах также используются различные упрощения и приближения. В частности, в методе, описываемом в работах [16, 17] (так называемая band theory), используется секулярное приближение, которое подразумевает применение полей с достаточно большой отстройкой их частоты  $\delta = \omega - \omega_0$  от частоты атомного резонанса  $\omega_0$ , когда  $\sqrt{U_0/E_R} \ll 6|\delta|/\gamma$ , где  $U_0$  – глубина оптического потенциала, а  $E_R = \hbar^2 k^2 / (2M)$  – энергия отдачи (энергия, приобретаемая атомом в результате излучения фотона) [16]. В развитых подходах дополнительно используется приближение, основанное на упрощении исходного уравнения для атомной матрицы плотности, т.е. на редукции исходного уравнения к уравнению для атомной матрицы плотности лишь в нижнем состоянии  $\hat{\rho}^{\text{eg}}$ , что также приводит к ряду ограничений применимости получаемых результатов [18].

Недавно нами был предложен альтернативный метод, позволяющий для одномерной задачи, в одночастичном приближении  $n\lambda^3 \ll 1$  ( $n$  – концентрация холодных атомов,  $\lambda$  – длина волны охлаждающего излучения), численно найти стационарное решение для матрицы плотности атомов (1) с вырожденными по проекции углового момента уровнями в световом поле, образованном встреч-

ными волнами произвольной интенсивности и поляризации. Предложенный метод позволяет точно учесть поступательное движение атомов и эффекты отдачи, возникающие в процессах поглощения и излучения фотонов [18, 19]. В отличие от рассматриваемых ранее подходов, ограничения предложенного квантового подхода определяются лишь рамками применимости квантового кинетического уравнения (1).

## 3. Пределы лазерного охлаждения атомов $^{24}\text{Mg}$

Предложенный нами метод позволяет сравнить различные конфигурации световых полей и выявить их параметры, оптимальные для лазерного охлаждения атомов до минимальной температуры. Строго говоря, распределение атомов в электромагнитном поле далеко не максвелловское. Тем не менее мы определим температуру как меру средней кинетической энергии, что в одномерной задаче дает соотношение  $k_B T = \langle p^2 \rangle / M$ . Ниже приведены результаты для температуры в единицах  $\hbar\gamma$ , где  $k_B T / (\hbar\gamma) = 1$  соответствует температуре  $T \approx 1.28$  мК ( $\gamma = 2\pi \cdot 26.7$  МГц для замкнутого оптического перехода  $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$ ). Дополнительно рассмотрим величину  $N_{|p| < 3\hbar k}$  – долю холодных атомов с импульсом  $|p| < 3\hbar k$  от общего числа атомов, захваченных в ловушке.

Вначале приведем результаты для температуры лазерного охлаждения атомов  $^{24}\text{Mg}$  на замкнутом оптическом переходе  $^3P_2 \rightarrow ^3D_3$  в стандартном поле  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфи-

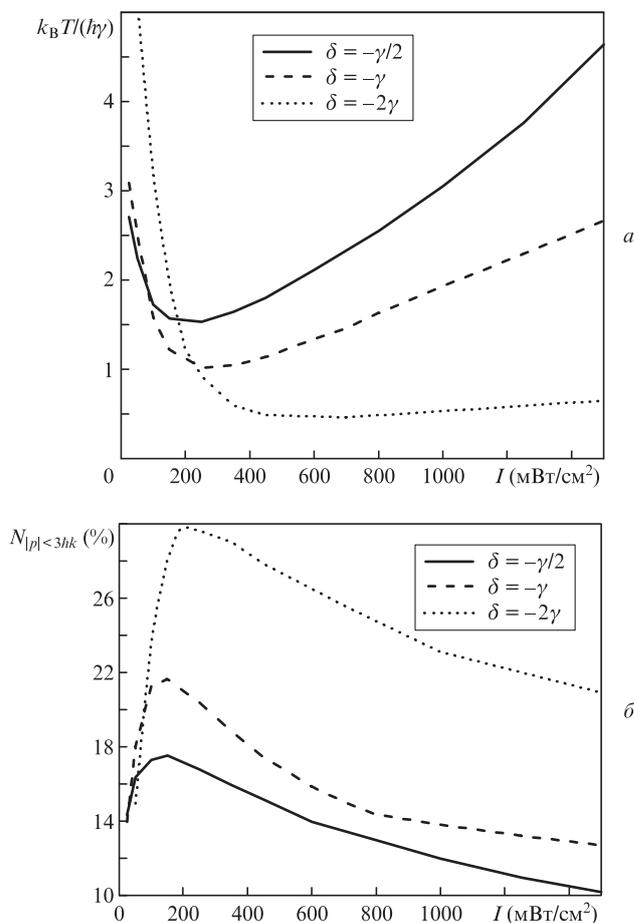


Рис.2. Температура атомов  $^{24}\text{Mg}$  в поле  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации (а) и доля холодных атомов  $N_{|p| < 3\hbar k}$  (б) в зависимости от интенсивности световых волн.

гурации, полученные на основе предложенного нами [18, 19] метода. Оказывается, температура лазерного охлаждения в этом случае не достигает сверхмалых субдоплеровских значений (рис.2,*a*), что качественно согласуется с результатами работы [1]. Использование  $\text{lin} \perp \text{lin}$ -конфигурации светового поля, сформированного встречными световыми волнами с ортогональными линейными поляризациями, позволяет достичь значительно меньших температур лазерно-охлажденных атомов (рис.3,*a*) и значительно большей доли холодных атомов  $N_{|p| < 3hk}$ . Однако стоит отметить, что данная конфигурация светового поля не может быть использована для реализации МОЛ, поскольку приводит к нулевой магнитооптической силе.

Для глубокого субдоплеровского лазерного охлаждения атомов  $^{24}\text{Mg}$  в МОЛ мы предлагаем использовать  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурацию светового поля (рис.4). Предварительное исследование МОЛ, образованной волнами с эллиптической поляризацией, было проведено нами в работе [9], где мы указали на особенности лазерного охлаждения атомов в таком поле и на специфику работы МОЛ, связанную с отличием поляризаций используемых световых волн от линейной и круговой [20].

На рис.5 приведены зависимости температуры охлажденных атомов  $^{24}\text{Mg}$  в поле  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации от интенсивности встречных волн в частном случае их линейной поляризации ( $\varepsilon_0 = 0$ ) при взаимном угле ориентации  $\theta = -\pi/4$ . Отрицательный знак угла  $\theta$  выбран для того, чтобы магнитооптическая сила была отрицательной при выходе атомов из точки равновесия (области с нулевым

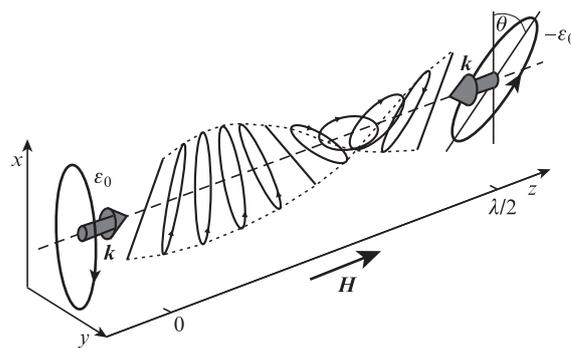


Рис.4. Световое поле  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации, образованное встречными волнами с противоположными эллиптическими поляризациями, которые определяются параметрами эллиптичности  $\varepsilon_0$  и  $-\varepsilon_0$ . Параметры  $-\pi/4 < \varepsilon_0 < \pi/4$ ,  $\varepsilon_0 = 0$  соответствуют линейной поляризации волны, а  $\varepsilon_0 = \pm\pi/4$  – левой и правой циркулярным поляризациям,  $\theta$  – угол взаимной ориентации между главными осями эллипсов поляризации встречных волн. Для определенности можно положить  $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$ , при этом положительным углам соответствует поворот эллипса поляризации по часовой стрелке, отрицательным – против.

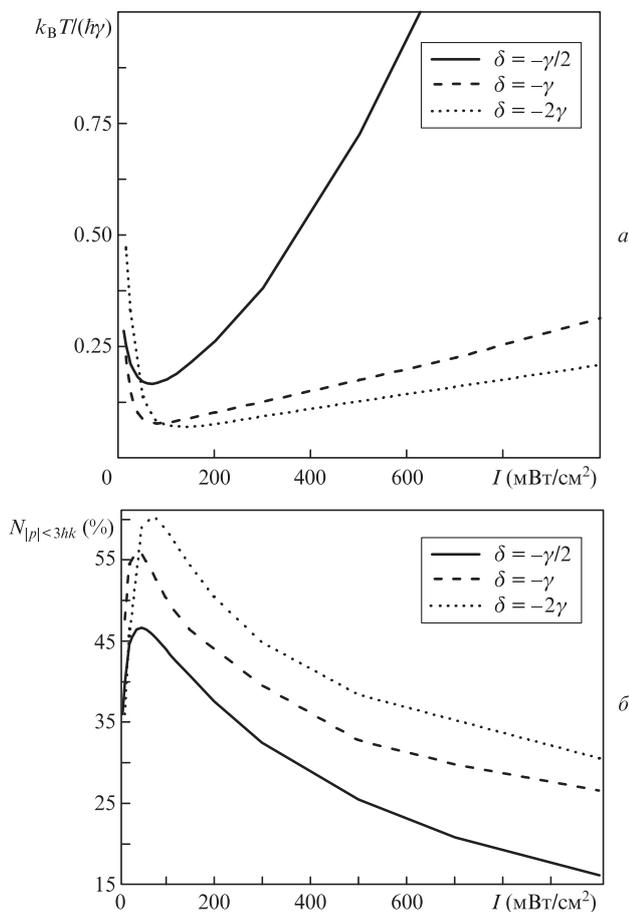


Рис.3. Температура атомов  $^{24}\text{Mg}$  в поле  $\text{lin} \perp \text{lin}$ -конфигурации (*a*) и доля холодных атомов  $N_{|p| < 3hk}$  (*б*) в зависимости от интенсивности световых волн.

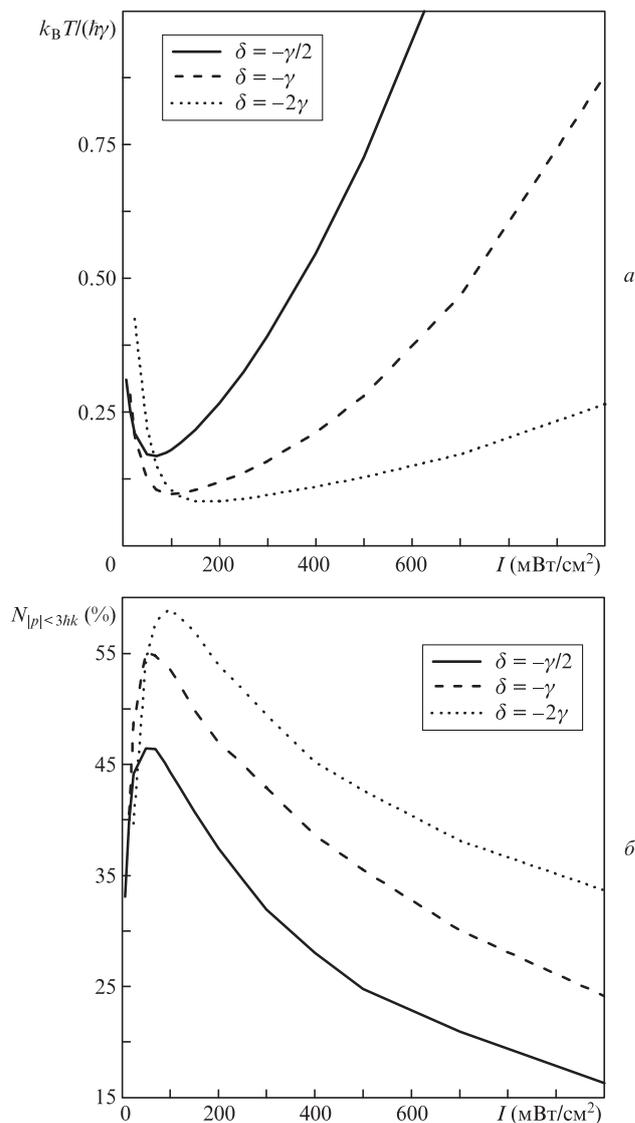


Рис.5. Температура атомов  $^{24}\text{Mg}$  в  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации светового поля при  $\theta = -\pi/4$ ,  $\varepsilon_0 = 0$  (*a*) и доля холодных атомов  $N_{|p| < 3hk}$  (*б*) в зависимости от интенсивности световых волн.

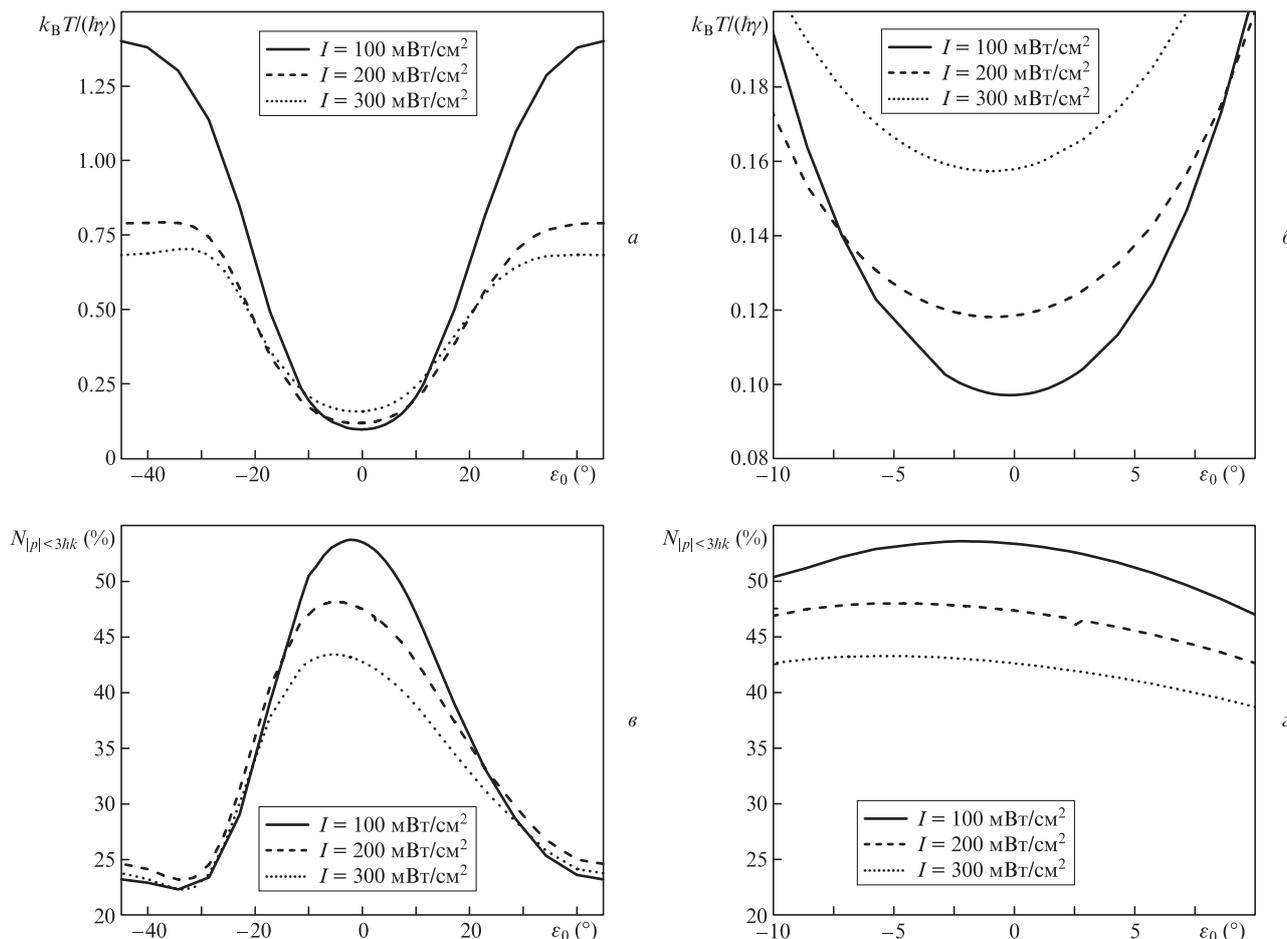


Рис.6. Температура атомов  $^{24}\text{Mg}$  в поле  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации при  $\theta = -\pi/4$  (а) и доля холодных атомов  $N_{|p| < 3\hbar k}$  (б) в зависимости от параметра эллиптичности световых волн  $\varepsilon_0$ ; б, г – зависимости температуры и доли холодных атомов  $N_{|p| < 3\hbar k}$  в области малых параметров эллиптичности  $\varepsilon_0$  при отстройке  $\delta = -\gamma$ .

магнитным полем), т.е. формировала захватывающий магнитооптический потенциал МОЛ. На рис.6 приведены зависимости температуры лазерно-охлажденных атомов  $^{24}\text{Mg}$  и доли холодных атомов  $N_{|p| < 3\hbar k}$  от параметра эллиптичности встречных волн. Значения  $\varepsilon_0 = \pm\pi/4$  соответствуют левой и правой циркулярным поляризациям световых волн, когда температура принимает значения, соответствующие температуре в  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации поля. Наблюдаемая асимметрия по параметру эллиптичности  $\varepsilon_0$  определяется аномальными поляризационными вкладами в силу трения [20].

В работе [20] нами указывалось, что аномальные вклады в силу трения доминируют в области малых отстроек ( $|\delta| \ll \gamma$ ), поэтому при рассматриваемых отстройках  $\delta = -\gamma$  эти вклады малы, и температура охлажденных атомов достигает минимальных значений при поляризациях волн, близких к линейным:  $\varepsilon_0 \approx -0.28^\circ$  при интенсивности каждой волны  $I = 100 \text{ мВт/см}^2$ ,  $\varepsilon_0 \approx -0.86^\circ$  при  $I = 200 \text{ мВт/см}^2$  и  $\varepsilon_0 \approx -1.15^\circ$  при  $I = 300 \text{ мВт/см}^2$ . Максимальная доля холодных атомов  $N_{|p| < 3\hbar k}$  достигается для  $\varepsilon_0 \approx -2^\circ$  при  $I = 100 \text{ мВт/см}^2$ , для  $\varepsilon_0 \approx -5.16^\circ$  при  $I = 200 \text{ мВт/см}^2$  и для  $\varepsilon_0 \approx -5.26^\circ$  при  $I = 300 \text{ мВт/см}^2$ .

В табл.1 приведены оптимальные значения параметров эллиптичности и соответствующие им минимальные значения температуры атомов  $^{24}\text{Mg}$  при различных интенсивностях встречных волн, формирующих поле в конфигурации  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$  при  $\theta = -\pi/4$  и отстройке  $\delta = -\gamma$ .

Табл.1. Оптимальные значения параметров эллиптичности и соответствующие им минимальные значения температуры лазерно-охлажденных атомов  $^{24}\text{Mg}$ , а также оптимальные значения параметра эллиптичности для достижения наибольшей доли холодных атомов  $N_{|p| < 3\hbar k}$  при различных интенсивностях встречных волн, формирующих поле в  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации при  $\theta = -\pi/4$  и отстройке  $\delta = -\gamma$ .

| $I$ (мВт/см <sup>2</sup> ) | $\varepsilon_0$ (°) | $k_B T / (h\gamma)$ | $\varepsilon_0$ (°) | $N_{ p  < 3\hbar k}$ (%) |
|----------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|--------------------------|
| 100                        | -0.28               | 0.097               | -2                  | 53.74                    |
| 200                        | -0.86               | 0.118               | -5.16               | 48.16                    |
| 300                        | -1.15               | 0.157               | -5.16               | 43.43                    |

#### 4. Магнитооптический потенциал в поле $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации МОЛ

Нелинейная зависимость магнитооптической силы от величины магнитного поля в единицах отношения зеемановского сдвига  $\Omega_H$  подуровней нижнего состояния  $|J_g = 2, \mu_g = 1\rangle$  к  $\gamma$  показана на рис.7,а для  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации светового поля и на рис.8,а для  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации при  $\theta = -\pi/4$  и поляризаций световых волн, близких к линейным. Здесь отстройка  $\delta = -\gamma$  и интенсивности световых волн  $I = 100 \text{ мВт/см}^2$  соответствуют оптимальным параметрам световых полей рис.5. Зеемановский сдвиг основного состояния  $\Omega_H = \gamma$  соответствует магнитному полю  $H = 12.7 \text{ Гс}$ .

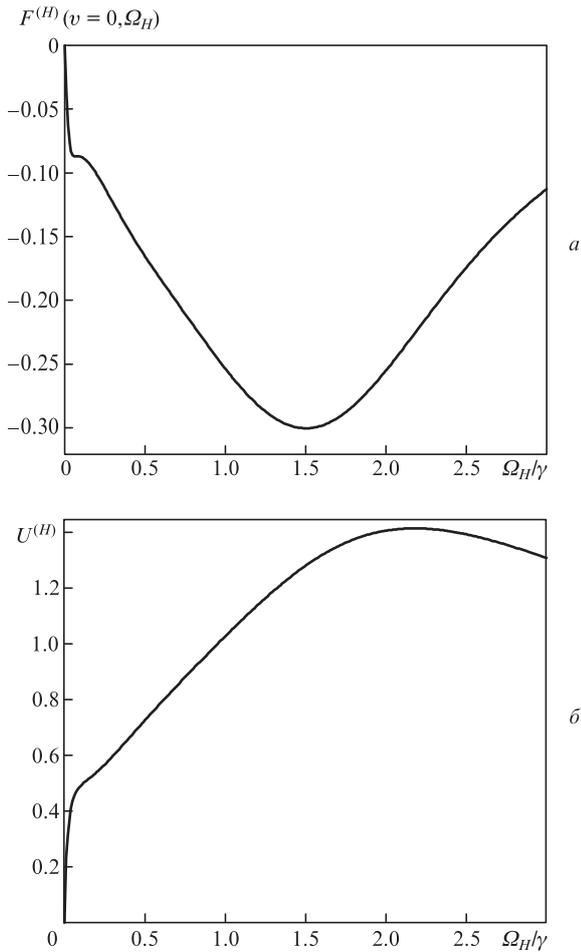


Рис.7. Зависимости магнитооптической силы в единицах  $h\kappa\gamma$ , действующей на атомы  $^{24}\text{Mg}$  (а), и глубины магнитооптического потенциала в единицах  $h\gamma R_w \lambda$  (б) от величины магнитного поля на границе области захвата в единицах  $\Omega_H/\gamma$  в поле  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации ( $I = 100 \text{ мВт/см}^2$ ,  $\delta = -\gamma$ ).

Стандартная конфигурация МОЛ формируется тремя парами встречных световых волн, распространяющихся вдоль осей  $x, y, z$  и обеспечивающих захват атомов во всех трех направлениях в присутствии статического магнитного поля квадрупольной конфигурации [21]. Магнитное поле в точке пересечения пучков ( $x = 0, y = 0, z = 0$ ) равно нулю и растет по абсолютной величине при смещении от этой точки.

Полагая рост магнитного поля в области захвата атомов линейным, глубину магнитооптического потенциала можно оценить как

$$U^{(H)} = -\frac{R_w}{\Omega_H(R_w)} \int_0^{\Omega_H(R_w)} \langle F^{(H)}(v=0, \Omega_H) \rangle d\Omega_H, \quad (3)$$

где  $R_w$  – размер области захвата атомов, определяемый радиусами световых пучков;  $\Omega_H(R_w)$  – зеемановский сдвиг на границе области захвата. Глубина магнитооптического потенциала как функция величины магнитного поля на этой границе приведена на рис.7,б для  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфигурации светового поля и на рис.8,б для  $\varepsilon - \theta - \bar{\varepsilon}$ -конфигурации при линейном росте магнитного поля в пределах области захвата атомов (3).

Глубина магнитооптического потенциала в поле  $\varepsilon - \theta - \bar{\varepsilon}$ -конфигурации заметно меньше, чем в поле  $\sigma_+ - \sigma_-$ -конфи-

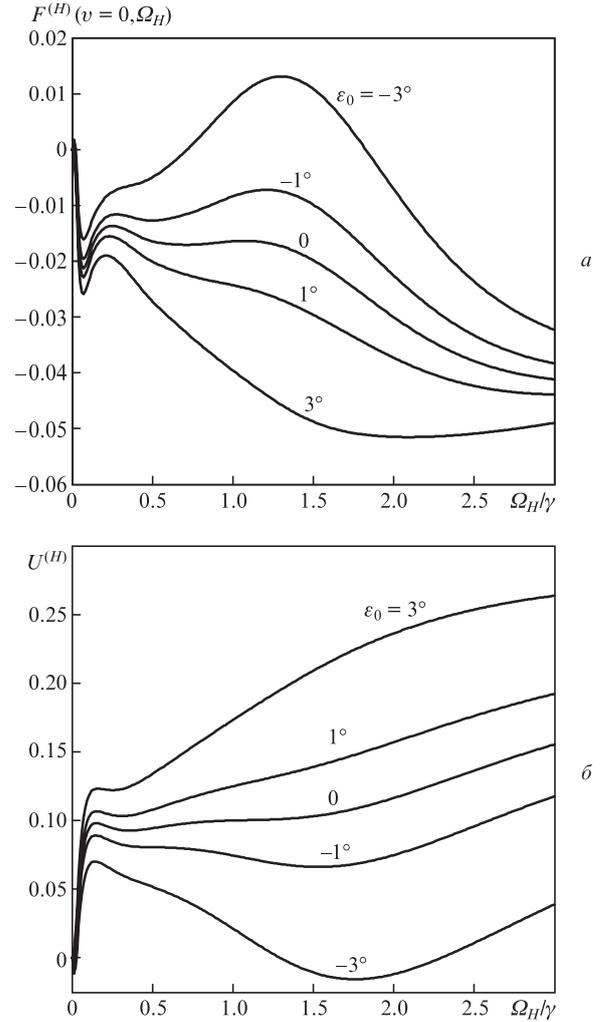


Рис.8. Зависимости магнитооптической силы в единицах  $h\kappa\gamma$ , действующей на атомы  $^{24}\text{Mg}$  (а), и глубины магнитооптического потенциала в единицах  $h\gamma R_w \lambda$  (б) от величины магнитного поля на границе области захвата в единицах  $\Omega_H/\gamma$  в поле  $\varepsilon - \theta - \bar{\varepsilon}$ -конфигурации для различных параметров эллиптичности  $\varepsilon_0$  ( $\theta = -\pi/4$ ,  $I = 100 \text{ мВт/см}^2$  и  $\delta = -\gamma$ ).

гурации, но, тем не менее, она остается значительно больше температуры холодных атомов. Так, например, в полях  $\varepsilon - \theta - \bar{\varepsilon}$ -конфигурации с  $R_w = 0.5 \text{ см}$  и градиентом магнитного поля  $\partial H/\partial z = 12.7 \text{ Гс/см}$  (что соответствует  $\Omega_H/\gamma \approx 0.5$  на границе области захвата)  $U^{(H)} = 0.094 h\gamma R_w \times \lambda^{-1} \approx 1.56 K$  (рис.8,б), что намного больше температуры холодных атомов  $T = 124 \text{ мкК}$  при рассматриваемых параметрах ловушки.

Эллиптичность световых полей, приводящая к уменьшению температуры охлажденных атомов в поле  $\varepsilon - \theta - \bar{\varepsilon}$ -конфигурации в результате действия аномальных вкладов в силу трения при  $\varepsilon_0 < 0$  и  $\theta = -\pi/4$ , уменьшает глубину магнитооптического потенциала (рис.8,б). Так, при  $\varepsilon_0 = -3^\circ$  магнитооптическая сила меняет знак, когда магнитное поле достигает критической величины  $H_c = 9 \text{ Гс}$ , что соответствует зеемановскому сдвигу  $\Omega_H \approx 0.71\gamma$  (рис.8,а).

При оценке числа атомов  $N_c$ , захваченных в МОЛ, необходимо учитывать нелинейную зависимость магнитооптической силы  $F^{(H)}(v, \Omega_H)$  от величины магнитного поля для атомов с ненулевыми скоростями. Число атомов, захваченных в МОЛ, определяется характерной скоростью  $v_c$ , при которой атомы могут быть захвачены магнитооп-

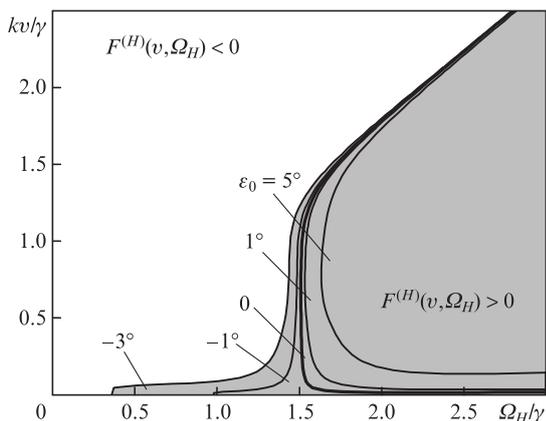


Рис.9. Области параметров  $(v, \Omega_H)$ , в которых магнитооптическая сила становится выталкивающей, в поле  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации ( $\theta = -\pi/4$ ) при различных эллиптичностях световых волн  $\varepsilon_0$  ( $I = 100$  мВт/см<sup>2</sup>,  $\delta = -\gamma$ ).

тической силой:  $N_c \propto v_c^4$  [22]. Для магнитооптической ловушки, образованной волнами  $\sigma_+-\sigma_-$ -конфигурации, критическая скорость захвата  $v_c \approx 3.5\gamma/k$  [22], что для ловушки, образованной волнами с радиусами пучков  $R_w = 0.5$  см, дает оценку  $N_c \approx 7 \times 10^7$  атомов.

Для атомов в МОЛ, образованной в  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации светового поля, при некоторых больших значениях магнитного поля магнитооптическая сила меняет знак в некоторой области скоростей для медленных атомов (рис.9). Поэтому атомы, попадающие в эту область параметров  $(v, \Omega_H)$ , не могут быть захвачены магнитооптической силой. Границы данных областей определяют критическую скорость захвата  $v_c$  при различных величинах магнитного поля. Так, для  $\text{lin}-\theta-\text{lin}$ -конфигурации при  $\theta = -\pi/4$  и достаточно больших магнитных полях ( $\Omega_H/\gamma > 1.5$ ) критическая скорость захвата падает до  $\sim 0.014\gamma/k$  (0.014 м/с), что уменьшает число атомов, захваченных в ловушке, практически до нуля.

Таким образом, при реализации стабильной магнитооптической ловушки в полях  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации необходимы магнитные поля с небольшим пространственным градиентом, таким, чтобы в области захвата магнитное поле не достигало критических значений, при которых магнитооптическая сила для медленно движущихся атомов меняет знак.

Так, например, для стабильной работы ловушки при  $I = 100$  мВт/см<sup>2</sup>,  $\delta = -\gamma$  и  $\varepsilon_0 = -1^\circ$  магнитное поле в области ловушки  $r < R_w$  не должно превышать критического значения  $\Omega_H/\gamma \approx 0.98$  ( $H_c \approx 12.5$  Гс), а при  $\varepsilon_0 = 5^\circ$  оно не должно превышать  $\Omega_H/\gamma \approx 1.63$  ( $H_c \approx 20.8$  Гс) (рис.9).

На рис.10 для атомов <sup>24</sup>Mg показаны критические значения магнитных полей в зависимости от интенсивности световых волн. При таких значениях полей магнитооптическая сила перестает захватывать атомы, движущиеся с малыми скоростями ( $kv < \gamma$ ), в МОЛ, образованной полем  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации при различных параметрах  $\varepsilon_0$  (угол ориентации  $\theta = -\pi/4$ ).

### 5. Заключение

В работе предложена МОЛ для атомов <sup>24</sup>Mg, работающая на замкнутом оптическом переходе <sup>3</sup>P<sub>2</sub> → <sup>3</sup>D<sub>3</sub> и образованная волнами с эллиптическими поляризациями в  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации. В рамках одномерной модели про-

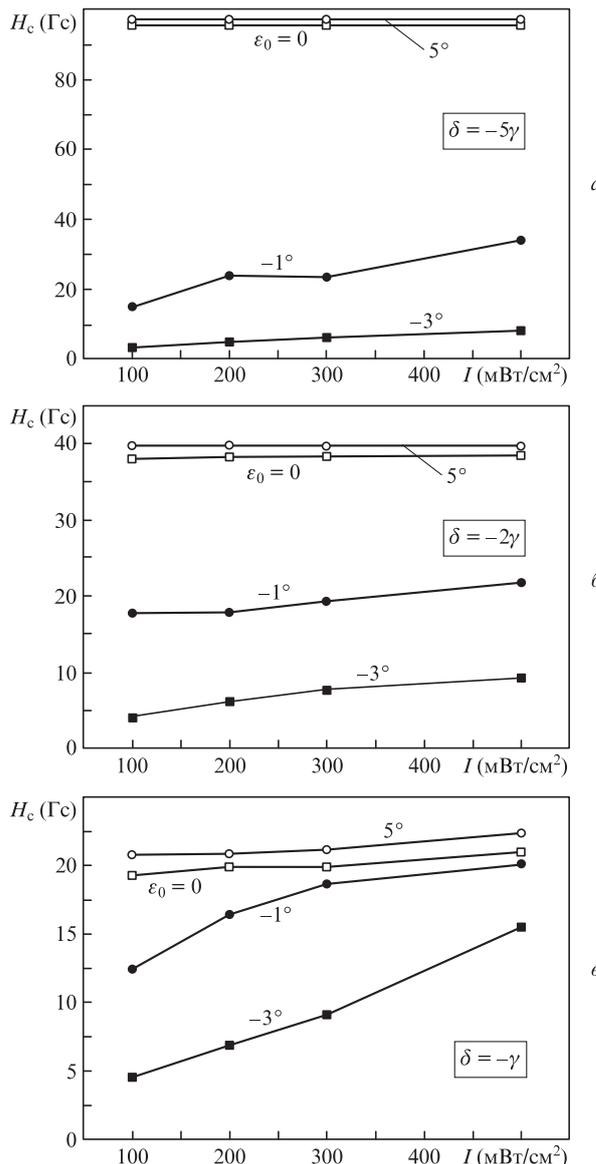


Рис.10. Критические значения магнитных полей, при которых магнитооптическая сила меняет знак, т.е. начинает выталкивать атомы из МОЛ, образованной полем в  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации, резонансным замкнутому оптическому переходу <sup>3</sup>P<sub>2</sub> → <sup>3</sup>D<sub>3</sub> атомов <sup>24</sup>Mg. Угол ориентации  $\theta = -\pi/4$ .

веден анализ магнитооптического потенциала, температуры и доли холодных атомов  $N_{|p|<3hk}$  в зависимости от интенсивностей световых волн, образующих поле МОЛ, и их поляризаций. Для анализа использован недавно развитый метод [18, 19], позволяющий учесть влияние квантовых эффектов отдачи при взаимодействии атомов с фотонами поля, а также корректно учесть долю холодных атомов, захваченных в оптическом потенциале.

Показано, что использование полей с эллиптическими поляризациями в  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации позволяет достичь в несколько раз меньших температур лазерно-охлажденных атомов <sup>24</sup>Mg, чем в случае МОЛ, образованной волнами в  $\sigma_+-\sigma_-$ -конфигурации. Так, в поле  $\varepsilon-\theta-\bar{\varepsilon}$ -конфигурации, образованном волнами с эллиптическими поляризациями, ориентированными под углом  $\theta = -\pi/4$ , с поляризациями, близкими к линейным, можно достичь минимальных температур  $T \approx 100$  мК в достаточно глубоко магнитооптическом потенциале МОЛ с долей ульт-

траходолдных атомов  $N_{|p| < 3\hbar k} \approx 52\%$  от общего числа захваченных в ловушке атомов  $N_c \approx 7 \times 10^7$ . По сравнению с МОЛ, сформированной волнами с циркулярными поляризациями  $\sigma_+$ – $\sigma_-$ , предложенная нами МОЛ с полем  $\varepsilon - \theta - \bar{\varepsilon}$ -конфигурации обладает несколько меньшей глубиной оптического потенциала, однако позволяет достичь меньших температур лазерно-охлажденных атомов  $^{24}\text{Mg}$ .

Показано, что  $\varepsilon - \theta - \bar{\varepsilon}$ -МОЛ более чувствительна к параметрам светового и магнитного полей, поскольку с ростом магнитного поля магнитооптическая сила для недостаточно медленных атомов может изменить знак, что приведет к ограничению числа атомов, захваченных в МОЛ. Поэтому для стабильной работы  $\varepsilon - \theta - \bar{\varepsilon}$ -МОЛ необходим контроль величины магнитного поля, которая не должна превышать критических значений, зависящих от параметров световых полей. Параметры критических значений магнитного поля также приведены в работе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 16-12-00054). Работа В.И.Ю. была поддержана грантами Минобрнауки РФ (государственное задание № 2014/139. проект № 825), а также РФФИ (гранты № 14-02-00806, 14-02-00712).

- Riedmann M., Kelkar H., Wubben T., Pape A., Kulosa A., Zipfel K., Fim D., Ruhmann S., Friebe J., Ertmer W., Rasel E. *Phys. Rev. A*, **86**, 043416 (2012).
- Prudnikov O.N., Brazhnikov D.V., Taichenachev A.V., Yudin V.I., Bonert A.E., Il'enkov R.Ya., Goncharov A.N. *Phys. Rev. A*, **92**, 063413 (2015).
- Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2023 (1989).
- Kazantsev A.P., Surdutovich G.I., Yakovlev V.P. *Mechanical Action of Light on Atoms* (Singapore: World Scientific, 1990).
- Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, **18**, 1661 (1985).
- Javanainen J. *Phys. Rev. A*, **44**, 5857 (1991).
- Yoo S.M., Javanainen J. *Phys. Rev. A*, **45**, 3071 (1992).
- Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **125**, 499 (2004).
- Prudnikov O.N., Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. *Phys. Rev. A*, **77**, 033420 (2008).
- Dum R., Zoller P., Ritsch H. *Phys. Rev. A*, **45**, 4879 (1992).
- Dalibard J., Castin Y., Molmer K. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 580 (1992).
- Molmer K., Castin Y., Dalibard J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, 524 (1992).
- Castin Y., Dalibard J. *Europhys. Lett.*, **14**, 761 (1991).
- Guo J., Berman P. *Phys. Rev. A*, **48**, 3225 (1993).
- Deutsch I.H., Grondalski J., Alsing P.M. *Phys. Rev. A*, **56**, R1705 (1997).
- Berg-Sorensen K., Castin Y., Molmer K., Dalibard J. *Europhys. Lett.*, **22**, 663 (1993).
- Castin Y., Berg-Sorensen K., Dalibard J., Molmer K. *Phys. Rev. A*, **50**, 5092 (1994).
- Прудников О.Н., Ильенков Р.Я., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **139**, 1074 (2011).
- Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **131**, 963 (2007).
- Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумайкин А.М., Юдин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **70**, 439 (1999).
- Чу С. *УФН*, **169**, 274 (1999).
- Monroe C., Swann W., Robinson H., Wieman C. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1571 (1990).