

УДК 535.21

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПЕРЕХОДЕ НА ВТОРОЙ РЕЗОНАНСНЫЙ УРОВЕНЬ В АТОМАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

© К. А. Насыров

*Институт автоматики и электрометрии СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1
E-mail: nasurov@iae.nsk.su*

Теоретически изучается роль дополнительных каналов распада возбуждённого уровня при формировании когерентных состояний основного уровня в атомах щелочных металлов при взаимодействии с поляризованным излучением. На примере атома ^{39}K расчётами показано, что эти когерентные состояния не могут быть полностью разрушены из-за дополнительных каналов распада.

Ключевые слова: магнитооптический резонанс, лазерное поляризованное излучение, когерентность населённостей.

DOI: 10.15372/AUT20230211

Введение. Хорошо изучены оптические явления в атомах щелочных металлов при облучении атома излучением, резонансным переходу на первый возбуждённый уровень (первый резонансный переход) [1, 2]. Это самый сильный переход, на котором наблюдаются сильное поглощение излучения и яркая флуоресценция. Атом, возбуждаясь на резонансный уровень, безальтернативно возвращается на основной уровень за счёт спонтанного излучения. Всё это делает щелочные атомы весьма удобными для изучения взаимодействия излучения с атомными системами и для прикладных задач: создания магнитометров, атомных часов, квантовой памяти, нелинейной оптики. То обстоятельство, что атомы с резонансного уровня возвращаются напрямую только в основное состояние, позволяет с помощью поляризованного излучения формировать долгоживущие поляризации (по угловому моменту) атомов. Например, для оптических переходов типа $F_g \rightarrow F_e = F_g - 1$ или $F_g \rightarrow F_e = F_g$ (F_g, F_e — полный угловой момент основного и возбуждённого состояний атома) атом попадает в такое когерентное состояние по магнитному моменту M (суперпозицию волновых функций M -подуровней основного уровня), что перестаёт совсем взаимодействовать с излучением и флуоресцировать, т. е. оказывается в так называемом «тёмном» состоянии или когерентном пленении населённостей (КПН). Либо, наоборот, для перехода $F_g \rightarrow F_e = F_g + 1$ атом попадает в состояние, в котором он взаимодействует с излучением максимально интенсивно («яркое» состояние).

Возникает вопрос: возможны ли подобные когерентные состояния и связанные с ними явления при резонансе излучения с переходом на второй возбуждённый уровень, когда к прямому спонтанному распаду возбуждённого уровня на основной присоединяются дополнительные пути распада через другие промежуточные уровни.

Для пояснения возможных оптических переходов в атомах щелочных металлов на рис. 1 показана схема уровней атома ^{39}K .

Переход из основного состояния $4s^2S_{1/2}$ в $4p^2P$ является первым резонансным переходом с длиной волны излучения 770 нм (без учёта тонкой структуры). Под оптическим переходом на второй возбуждённый уровень имеется в виду переход на уровень $5p^2P$, которому соответствует длина волны 440 нм. И если с резонансного уровня $4p^2P$ атом за счёт

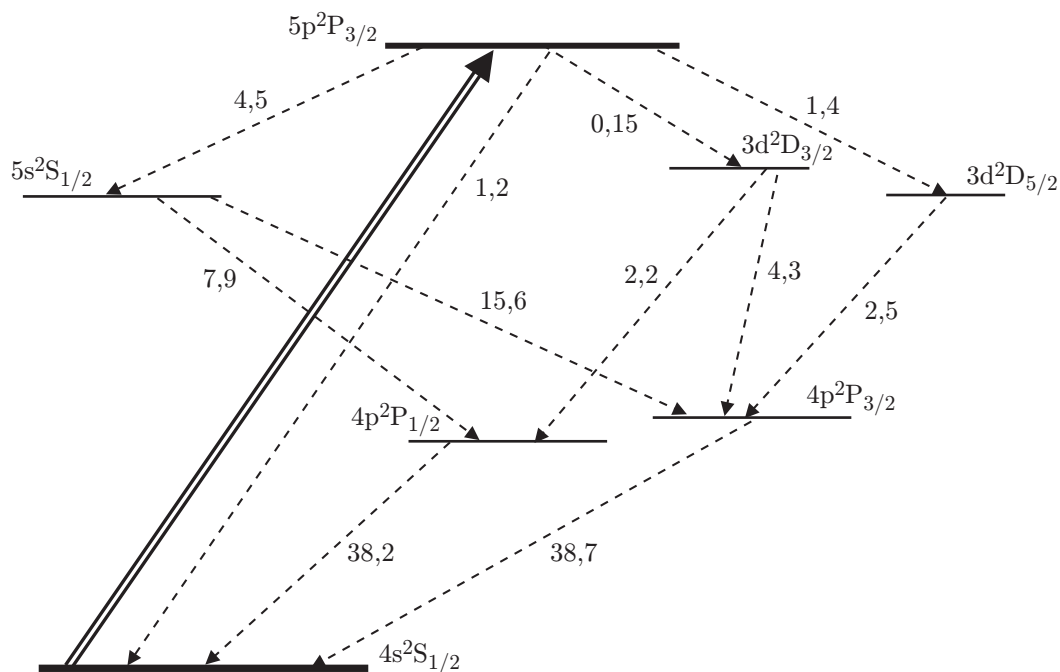


Рис. 1. Схема уровней атома ^{39}K . Сплошная стрелка изображает лазерное возбуждение на второй резонансный уровень. Штриховые линии отображают возможные пути спонтанного распада с возбуждённого состояния. Цифры возле этих переходов соответствуют коэффициентам Эйнштейна в единицах 10^6 с^{-1}

спонтанного излучения попадает снова в основное состояние, то с уровня $5p^2P$, как видно из рисунка, атом, кроме спонтанного распада в основное состояние, имеет возможность распадаться через промежуточные состояния $5s^2S$, $3d^2D$, $4p^2P$. Наличие дополнительных каналов распада для второго возбуждённого состояния может как-то изменить картину формирования когерентных состояний в атоме. Вопросу, насколько может быть радикальным такое изменение и от чего оно зависит, посвящена данная работа.

Роль дополнительных каналов. При каждом спонтанном испускании фотона из-за правил отбора атом из M -подуровня возбуждённого состояния попадает на M -, $M + 1$ -, $M - 1$ -подуровни нижнего состояния некогерентным образом. Если предположить, что существуют другие каналы распада возбуждённого состояния, в каждом из которых имеется своя последовательность распада уровней, и, учитывая, что при каждом таком распаде происходит «размешивание» по M -состояниям, это должно разрушать или хотя бы уменьшать когерентность M -подуровней основного состояния. Например, известно [3], что в оптических ячейках с давлением буферного газа «яркое» состояние исчезает при размешивании по M -подуровням возбуждённого состояния из-за столкновений с атомами буферного газа. Таким образом, дополнительные каналы распада способны существенно перераспределить заселённость магнитных подуровней в основном состоянии и, возможно, даже предотвратить возникновение КПН, в которых атом перестаёт взаимодействовать с излучением.

Способ регистрации когерентных состояний атома. Существование КПН атома можно исследовать с помощью магнитооптических резонансов [4], суть которых состоит в том, что магнитное поле из-за эффекта Зеемана разрушает такие когерентные состояния атома. Например, если в отсутствие магнитного поля атом находится в «тёмном» состоянии и не флуоресцирует, то при наложении магнитного поля атом выводится из

этого состояния и начинает излучать. При сканировании напряжённости магнитного поля в интенсивности флуоресценции будет наблюдаться провал с минимумом при нулевом магнитном поле. Таким образом, по форме графика интенсивности флуоресценции от напряжённости магнитного поля можно судить, есть ли когерентные эффекты или их нет. Такое исследование можно провести экспериментально или с помощью компьютерного моделирования на основе ранее разработанных математических моделей взаимодействия поляризованного излучения с атомами щелочных металлов после их некоторых модификаций.

Метод моделирования. Динамика атома под действием лазерного излучения и магнитного поля описывается квантовым уравнением для матрицы плотности

$$i\hbar\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \hat{\Gamma}\right)\rho = [H_0, \rho] + [V_B + V, \rho]. \quad (1)$$

Здесь $\hat{\Gamma}$ — оператор релаксации атома, в том числе из-за спонтанного распада возбуждённых состояний; H_0 — гамильтониан для свободного атома; \mathbf{r} и \mathbf{v} — координата и скорость атома; $V_B = \mu g \mathbf{F} \mathbf{B}$ — потенциал взаимодействия с магнитным полем \mathbf{B} ; \mathbf{F} — полный угловой момент атома, который включает в себя электронный момент, ядерный спин и спин электрона; g — фактор Ланде; μ — магнетон Бора. Взаимодействие с электрическим полем рассматривается в дипольном приближении $V = -\mathbf{d} \mathbf{E}$, где \mathbf{d} — дипольный момент, а электрическое поле бегущей монохроматической волны представляется в виде $\mathbf{E} = \mathbf{E} e^{-i\omega t + i\mathbf{k} \mathbf{r}} + c.c.$

Подробно вид этого уравнения и численный метод его решения для случая двухуровневой системы описан в [5]. Напомним, что при моделировании используется ряд упрощений. В частности, предполагается достаточно слабое излучение, так что заселённость возбуждённого состояния намного меньше заселённости основного состояния атома. Это обстоятельство позволяет свести исходные уравнения для элементов матрицы плотности к уравнению для матрицы плотности основного состояния ρ_g вида

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_g + U_g \rho_g = 0. \quad (2)$$

Вид управляющей матрицы U_g для двухуровневой системы с вырождением по М-подуровням описан в [5].

Если имеются дополнительные каналы распада возбуждённого уровня атома, то это уравнение должно быть модифицировано. Для этого обратим внимание, что в основное состояние приход происходит через состояние $4p^2P$ (без учёта тонкой структуры), т. е. в правой части уравнения должен появиться член прихода $\hat{\Gamma}_{gn} \rho_n$, где $\hat{\Gamma}_{gn}$ — оператор спонтанного прихода с уровня $4p^2P$ на основной уровень, а ρ_n — матрица плотности для уровня $4p^2P$. В свою очередь на уровень $4p^2P$ атомы приходят из состояний $5s^2S$ и $3d^2D$. Поэтому баланс между приходом на уровень $4p^2P$ и спонтанным распадом с него в основное состояние со скоростью γ_n определяет матрицу плотности состояния $4p^2P$ уравнением

$$\gamma_n \rho_n = \hat{\Gamma}_{ns} \rho_s + \hat{\Gamma}_{nd} \rho_d.$$

Здесь $\hat{\Gamma}_{ns}$ и $\hat{\Gamma}_{nd}$ — операторы спонтанного прихода с уровней $5s^2S$ (s) и $3d^2D$ (d) на уровень $4p^2P$ (n). Важное упрощение, которое здесь и далее используется, означает то, что ларморовская частота много меньше скоростей распада γ , поэтому члены, связанные с магнитным полем, в этих уравнениях опускаются. Точно так же можно записать балансные уравнения для матриц плотности уровней $5s^2S$ и $3d^2D$:

$$\gamma_s \rho_s = \hat{\Gamma}_{se} \rho_e,$$

$$\gamma_d \rho_d = \hat{\Gamma}_{de} \rho_e,$$

где ρ_e — матрица плотности возбуждённого состояния $5p^2P$. Всё это позволяет записать модифицированное уравнение (1) с членом прихода в основное состояние:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_g + U_g \rho_g = \frac{\hat{\Gamma}_{gn}}{\gamma_n} \left(\frac{\hat{\Gamma}_{ns} \hat{\Gamma}_{se}}{\gamma_s} + \frac{\hat{\Gamma}_{nd} \hat{\Gamma}_{de}}{\gamma_d} \right) \rho_e. \quad (3)$$

Таким образом, были исключены промежуточные уровни дополнительных каналов распада и в (3) фигурируют только уровни, которые связываются излучением. При выводе уравнения (3) не учитывались тонкое и сверхтонкое расщепления уровней, показана только схема модификации уравнения (2). В уравнениях для численного моделирования эффекты расщепления учитываются в полном объёме без каких-либо особых проблем, но в данном случае это привело бы к ненужному нагромождению формул.

Результаты расчётов. Расчёты производились для атома ^{39}K . Геометрия моделируемого эксперимента соответствовала геометрии наблюдения эффекта Ханле. В этой схеме лазерный луч направлен вдоль оси Z , его линейная поляризация направлена вдоль оси X , а наблюдение флуоресценции ведётся вдоль оси Y , вдоль этой же оси сканируется магнитное поле B . В расчётах принималась мощность лазерного луча $2 \cdot 10^{-5}$ Вт с радиусом 0,1 см и гауссовым распределением интенсивности в поперечнике. Длина волны излучения соответствовала резонансу D2 линии оптического перехода $4s^2S_{1/2} \rightarrow 5p^2P_{3/2}$. В моделировании предполагались условия вакуумной оптической ячейки со стенками, при столкновении с которыми происходит полная релаксация по внутренним степеням свободы атома. В расчётах принималось во внимание тонкое и сверхтонкое расщепления всех уровней. Особенность атома ^{39}K состоит в том, что сверхтонкое расщепление основного уровня составляет 462 МГц. Это заметно меньше доплеровской ширины линии, что обязывало в расчётах учитывать возбуждение с обеих сверхтонких компонент основного состояния.

На рис. 2 представлены результаты расчёта магнитооптического резонанса для случая учёта дополнительных каналов распада (сплошная линия) и в отсутствие этих каналов (штриховая линия)

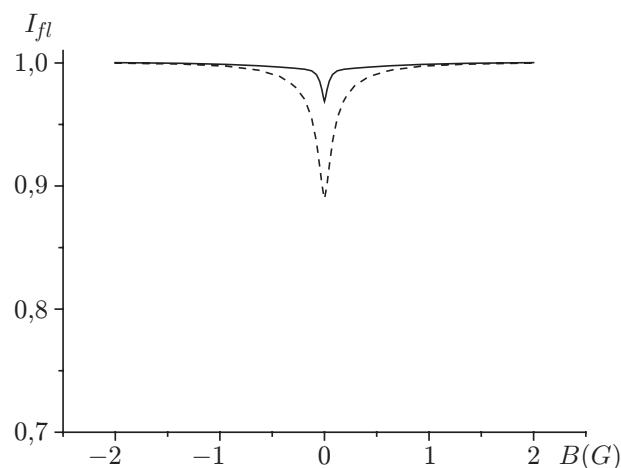


Рис. 2. Расчётный график магнитооптического резонанса для модели, в которой учитываются дополнительные каналы распада (сплошная линия) и в отсутствие этих каналов (штриховая линия)

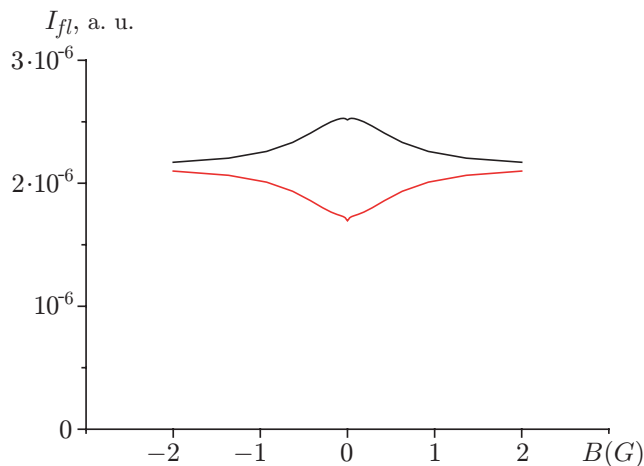


Рис. 3. Расчётные интенсивности флуоресценции от магнитного поля в поляризации, совпадающей с поляризацией лазерного излучения (с пиком в центре) и в ортогональной поляризации (провал в центре)

(штриховая линия). Дополнительные каналы в расчётах отключались обнулением скоростей распада на уровни $5s^2S$ и $3d^2D$, и таким образом задача сводилась к двухуровневой системе. Из рисунка видно, что резонанс в виде провала в центре графика никуда не исчез по сравнению со случаем двухуровневой системы, только его контраст уменьшился. Магнитооптический резонанс имеет вид провала, что свидетельствует о поглощении лазерного излучения преимущественно на переходах типа $F_g \rightarrow F_e = F_g - 1$ и $F_g \rightarrow F_e = F_g$. Настроиться по частоте лазера селективно на переход $F_g \rightarrow F_e = F_g + 1$ в ^{39}K невозможно из-за слабого сверхтонкого расщепления уровня $5p^2P_{3/2}$.

Ширина магнитооптического резонанса связана с обратным временем жизни когерентности основного состояния и с интенсивностью излучения [2]. В качестве времени жизни КПН выступает время пролёта атома сквозь пучок. В данном случае ширина магнитооптического резонанса определяется преимущественно интенсивностью излучения.

Для сравнения на рис. 3 показаны графики зависимостей от магнитного поля интенсивностей флуоресценций, регистрируемых фотоприёмником после поляризатора. График с пиком соответствует флуоресценции с поляризацией, совпадающей с поляризацией лазерного излучения, а график с провалом — с поляризацией флуоресценции ортогональной поляризации лазерного излучения.

Такое поведение интенсивностей флуоресценции от магнитного поля и есть суть эффекта Ханле. Видно, что ширина пика и провала одинакова и намного больше ширины магнитооптического резонанса. Это связано с тем, что ширина эффекта Ханле определяется шириной линии, другими словами, скоростью распада возбуждённого уровня атома, а ширина магнитооптического резонанса в пределе малых интенсивностей излучения — скоростью релаксации основного состояния, которое намного меньше. При малых значениях напряжённости магнитного поля на этих графиках можно увидеть узкие структуры, обусловленные КПН.

Обсуждение результатов. Как видно из расчётов, дополнительные каналы распада возбуждённого уровня не могут полностью ликвидировать возможность формирования когерентных состояний атома.

Пояснить этот факт можно следующими соображениями. Известно, что выбором системы координат (их вращением) можно преобразовывать волновые функции М-подуровней так, что некоторые их когерентные состояния можно свести к волновой

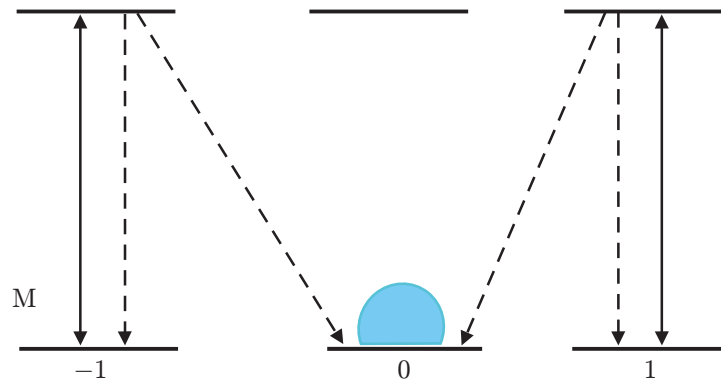


Рис. 4. Оптический переход $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ в поле излучения линейной поляризации. Атомы скапливаются в состоянии $M = 0$, в котором атом не взаимодействует с излучением

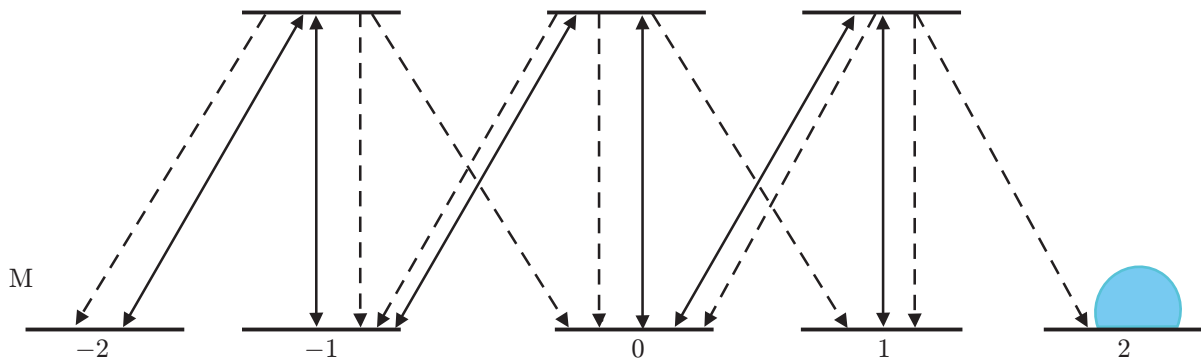


Рис. 5. Оптический переход $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1$ в поле излучения эллиптической поляризации. Атомы собираются в состоянии $M = 2$ и перестают взаимодействовать с излучением

функции одного M -подуровня. Особенно это легко сделать для простых поляризаций излучения (линейной и круговой). Для примера рассмотрим модельный случай двухуровневого атома с оптическим переходом $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ и излучения линейной поляризации. В системе координат, где ось квантования направлена вдоль вектора электрического поля излучения, оптические переходы будут такими, какими изображены на рис. 4. Для этой системы оптический переход $M_g = 0 \rightarrow M_e = 0$ запрещён и атом в состоянии $M_g = 0$ не взаимодействует с излучением. Но это состояние может заселяться при распаде возбуждённых уровней $M_e = \pm 1$, как показано на рисунке. В итоге все атомы попадают в основное состояние с $M_g = 0$ и флуоресценция исчезает.

Если предположить, что существуют другие каналы распада возбуждённого состояния, то это никак не предотвратит накачку подуровня $M_g = 0$ нижнего состояния и атом рано или поздно окажется в «тёмном» состоянии. Возможно, только на это потребуется большее число циклов поглощения и испускания фотонов.

Такой подход можно применить не для всех типов оптических переходов при эллиптической поляризации. В частности, для перехода $F_g \rightarrow F_e = F_g - 1$ можно рассмотреть такую систему координат [6, 7], когда эллиптическая поляризация раскладывается на круговую и линейную с вектором, ортогональным плоскости круговой поляризации. В таких координатах индуцированные излучением переходы в атоме будут выглядеть, как на рис. 5, из которого видно, что в конечном итоге будет заселяться крайний M -подуровень,

который опять не взаимодействует с излучением. Ясно, что дополнительные каналы распада возбуждённого состояния не могут предотвратить заселение крайнего М-подуровня.

Для оптического перехода $F_g \rightarrow F_e = F_g$ такое рассмотрение не позволяет выделить изолированный М-подуровень, в котором атом не взаимодействует с излучением. Здесь «тёмное» состояние формируется как результат суперпозиции волновых функций М-подуровней, связанных цепочкой N-переходов.

Это рассмотрение поясняет причину того, почему дополнительные каналы распада способны лишь перераспределить заселённость магнитных подуровней в основном состоянии и уменьшить флуоресценцию, но не настолько, чтобы полностью подавить проявление «тёмного» состояния.

Примерно такие же соображения уместны при рассмотрении влияния дополнительных каналов распада возбуждённого уровня при формировании «яркого» состояния атома.

Заключение. На примере атома ^{39}K численным моделированием в данной работе показано, что дополнительные каналы распада со второго возбуждённого уровня лишь могут уменьшить контраст магнитооптического резонанса, но не могут предотвратить образование когерентности М-подуровней атома в основном состоянии при взаимодействии с поляризованным излучением.

Финансирование. Работа выполнена в рамках государственного задания (№ АААА-А21-121021800168-4) и при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-52-18004 Болг.а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Alzetta G., Gozzini A., Moi L. et al.** An experimental method for the observation of r.f. transitions and laser beat resonances in oriented Na vapour // *Il Nuovo Cimento B*. 1976. **36**. P. 5–20.
2. **Arimondo E.** V Coherent population trapping in laser spectroscopy // *Prog. Opt.* 1995. **35**. P. 257–389.
3. **Andreeva C., Cartaleva S., Dancheva Y. et al.** Coherent spectroscopy of degenerate two-level system in Cs // *Phys. Rev. A*. 2002. **66**. 012502. P. 125021–1250212.
4. **Nasyrov K., Cartaleva S., Petrov N. et al.** Coherent population trapping resonances in Cs atoms excited by elliptically polarized light // *Phys. Rev. A*. 2006. **74**. 013811.
5. **Насыров К. А.** О методах моделирования взаимодействия атомов с поляризованным излучением // *Автометрия*. 2010. **46**. № 3. С. 54–63.
6. **Тайченачев А. В., Тумайкин А. М., Юдин В. И.** Атом в резонансном эллиптически поляризованном поле: точное стационарное решение для замкнутых $J_g = j - J_{e=j-1}$ // *ЖЭТФ*. 1996. **110**, вып. 5. С. 1727–1739.
7. **Taichenachev A. V., Tumaikin A. M., Yudin V. I.** Electromagnetically induced absorption in a four-state system // *Phys. Rev. A*. 1999. **61**. 011802(R).

Поступила в редакцию 29.08.2022

После доработки 26.10.2022

Принята к публикации 26.10.2022