

Квантовая нуклеоника: статус и перспективы

Л.А.Ривлин

Отмечено, что использованию в современной квантовой нуклеонике долгоживущих ядерных изомеров препятствует избыточное уширение гамма-линии метастабильных ядерных состояний, многократно превышающее их естественную радиационную ширину. Устранение этого уширения возможно, если ядродержащие атомы образуют бозе-эйнштейновский конденсат.

Ключевые слова: метастабильные ядра, бозе-эйнштейновский конденсат.

1. Введение

«Распад радия – спонтанное событие, если атом радия является изолированной системой. Однако этот распад может быть стимулирован полем гамма-излучения, идентичным по частоте гамма-лучам, испускаемым при распаде радия; величина этого эффекта может быть рассчитана по формулам Эйнштейна».

Это утверждение, сделанное Артуром Эддингтоном [1] за несколько десятилетий до овладения ядерной энергией и изобретения лазеров, можно рассматривать как идейное предвидение квантовой нуклеоники (КН) – современного раздела науки, позволяющего распространить идеи и методы оптической квантовой электроники с атомов на атомные ядра; при этом энергия фотонов возрастает на четыре и более порядков. Суть КН состоит в том, что она привлекает к изучению ядерных процессов радиационные гамма-переходы как активно действующий фактор. Наиболее продвинутыми направлениями КН сегодня являются изучение стимулированного испускания гамма-квантов ядрами (разработка различных концепций ядерного гамма-лазера), управляемого распада метастабильных состояний ядерных изомеров и др. Стоит заметить, что термин КН утвердился в научной периодике и программах международных конференций лишь начиная с 1995 г. [2], хотя первые концептуальные предложения в этой области относятся еще к 1961–1963 гг. ([3–6] и др.).

Задачей настоящей работы является не подробный обзор всей массы работ по КН, но сжатый анализ главных тенденций исследований и наиболее общих узких мест, подлежащих разрешению.

2. Стимулированное испускание гамма-фотонов ядрами (ядерный гамма-лазер)

Как уже отмечено, принципиальная возможность стимулированного испускания гамма-фотонов ядрами

очевидным образом следует из общих законов излучения Эйнштейна. Поэтому, хотя наблюдение единичных актов стимулированного испускания, регистрируемых на уровне счета квантов, и явилось бы красивым экспериментом, оно вряд ли приблизило бы нас к построению схемы с нарастанием потока гамма-фотонов в среде возбужденных ядер. А именно это явление имеется в виду при анализе проблемы ядерного гамма-лазера. Его действие определяется, как известно, коэффициентом усиления потока фотонов

$$g = \sigma \left[n_2 - n_1 \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \right] - \chi n, \quad (1)$$

где n_2 и n_1 – объемные концентрации излучателей в верхнем и нижнем состояниях перехода; J_2 и J_1 – их угловые моменты; $n \geq n_2 + n_1 + n_0$ – полная концентрация атомов, включая концентрацию n_0 возможных неактивных примесей, например атомов кристаллической матрицы; χ – усредненное суммарное сечение фотонных потерь всех видов;

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{\Delta\omega_{\text{tot}} \tau_\gamma} \quad (2)$$

– сечение стимулированного испускания, в которое входят длина волны излучения λ , время жизни τ_γ возбужденного состояния по отношению к спонтанному радиационному переходу и полная спектральная ширина линии перехода $\Delta\omega_{\text{tot}}$, учитывающая все виды уширений. В обычных условиях сечение σ очень мало из-за большого значения $\Delta\omega_{\text{tot}}$.

Важно, однако, отметить, что в предельном случае отсутствия каких-либо дополнительных причин уширения линии $\Delta\omega_{\text{tot}}$, кроме вытекающих из соотношения неопределенности

$$\hbar\Delta\omega_\gamma \tau_\gamma \geq \hbar, \quad (3)$$

когда

$$\Delta\omega_{\text{tot}} = \Delta\omega_\gamma, \quad (4)$$

второй множитель в (2) обращается в единицу, а сечение стимулированного испускания возрастает до максимального значения

Л.А.Ривлин. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (Технический университет), Лаборатория прикладной физики, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: rivlin140322@mccinet.ru

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{2\pi}. \quad (5)$$

Таким образом, первостепенной задачей является увеличение σ посредством устранения возможных источников уширения линии, в результате которого увеличивается параметр

$$\beta \equiv \frac{\Delta\omega_\gamma}{\Delta\omega_{\text{tot}}} < \frac{1}{1 + \alpha}, \quad (6)$$

входящий в выражение

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{2\pi} \beta \quad (7)$$

(α – коэффициент внутренней электронной конверсии).

Задача нахождения условий, когда $\beta \rightarrow 1$, в наиболее популярных схемах решается по-разному:

1. В стандартной мессбауэровской схеме с активными ядрами, включенными в охлажденную кристаллическую матрицу ([3–7] и др.), предлагается использовать бесфононный радиационный переход естественной ширины.

2. В схеме, основанной на эффекте усиления без инверсии [8], также предполагается использовать бесфононный переход в ядрах, включенных в охлажденную матрицу кристалла.

3. В схеме с ядерной средой в виде ансамбля глубоко охлажденных свободных атомов [9] предполагается устранить доплеровское уширение линии посредством монокинетизации атомного ансамбля известными методами лазерного манипулирования нейтральными атомами (см., напр., [10]).

Каждое из предлагаемых решений имеет свои положительные и отрицательные особенности.

Использование бесфононной линии естественной ширины в стандартной мессбауэровской схеме 1 привлекает возможностью создания достаточно высоких концентраций активных ядер в твердом теле, но для достижения порогового усиления $g > 0$ требует высокой инверсии:

$$\frac{n_2}{n_2 + n_1} > \frac{Y + (\chi/\sigma)(1 - n_0/n)^{-1}}{Y + 1} \approx (1 + Y^{-1})^{-1}. \quad (8)$$

Это обусловлено спектральным совмещением линий испускания и поглощения, а также присутствием неактивных атомов матрицы, что приводит к зависимости от параметра мультипольности

$$Y = \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1}. \quad (9)$$

При $\beta \rightarrow 1$ обычно $\chi/\sigma \ll 1$ (типичные значения: $\sigma \approx 10^{-17} \text{ см}^2$, $\chi \approx 10^{-20} \text{ см}^2$), и если относительное содержание неактивной примеси невелико, то в (8) действует приближенное равенство. Устремление $\beta \rightarrow 1$ имеет ограничение сверху по времени жизни возбужденного состояния (порядка 10 мкс), связанное с невозможностью реализации более узкой чистой бесфононной линии, так что предельно достижимое относительное сужение линии δ составляет на практике порядка $10^{-13} - 10^{-14}$. Кроме того, этот подход, по-видимому, не допускает нужных интенсивностей накачки любого типа из-за поглощения в матрице, ее перегрева и деградации, исключающих подержание мессбауэровских условий.

В схеме 2 с безинверсным усилением также используется бесфононная мессбауэровская линия. Следователь-

но, эта схема обладает теми же плюсами и минусами, что и схема 1, за исключением высокого требования (8), которое заменяется существенно более мягким условием

$$\frac{n_2}{n} > \frac{\chi}{\sigma}. \quad (10)$$

В этой схеме отсутствует также прямая зависимость от параметра мультипольности (9), поскольку из-за квантовой интерференции состояний (основа усиления без инверсии) населенность нижнего уровня перехода n_1 не участвует в процессе поглощения фотонов. Оценки порогового значения $n_2/(n_2 + n_1)$ по формуле (8) могут превышать оценки по (10) на несколько порядков.

Устранение доплеровского уширения линии посредством глубокого охлаждения ансамблей свободных ядер методами лазерного манипулирования нейтральными атомами по схеме 3 автоматически приводит к так называемой скрытой инверсии из-за взаимного спектрального смещения линий испускания и поглощения ядер, испытывающих отдачу при радиационных переходах. Как и в схеме 2, это снижает требования к необходимой степени инверсии $n_2/(n_2 + n_1)$ до условия (10) и снимает зависимость g от параметра Y (9). Однако схема 3 имеет заметные ограничения по достижимой полной объемной концентрации активных ядер. Величина предельного относительного сужения линии зависит от достижимой температуры T среды ядродержащих атомов:

$$\delta = \left(8 \ln 2 \frac{kT}{Mc^2} \right)^{1/2} \approx 7 \times 10^{-10} \left(\frac{T}{A} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

где k – постоянная Больцмана; M – масса атома; c – скорость света; A – изотопическое число ядра; температура T выражена в микрокельвинах. К примеру, при $A = 100$ и $T = 0.01 \text{ мкК}$ параметр $\delta \approx 7 \times 10^{-12}$.

Таким образом, преимущества схем со скрытой инверсией (схема 3) и с безинверсным усилением (схема 2) перед стандартной мессбауэровской схемой 1 состоят в первую очередь в том, что для двух первых схем в выражении (1) для коэффициента усиления g в первом члене отсутствует слагаемое резонансного поглощения, что снимает зависимость g от параметра мультипольности Y и может заметно снизить требования к степени инверсии $n_2/(n_2 + n_1)$, необходимой для осуществления положительного усиления $g > 0$.

3. Подготовка среды с возбужденными ядрами (накачка)

Относительно низкая степень инверсии $n_2/(n_2 + n_1) \approx 10^{-3}$, при которой в схемах 2 и 3 преодолевается порог $g > 0$, не должна внушать неоправданный оптимизм, т. к. для достижения значений g , достаточных для ощутимого усиления потока фотонов, абсолютная объемная концентрация возбужденных ядер оказывается отнюдь не малой. Так, даже при $\beta \rightarrow 1$ и $\sigma = 10^{-17} \text{ см}^2$ для получения $g = 0.1 \text{ см}^{-1}$ необходимо $n_2 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Столь высокие абсолютные концентрации возбужденных ядер требуют исключительно интенсивной накачки того или иного типа. Именно это обстоятельство послужило поводом к негативным прогнозам, сделанным в основополагающей статье [11]. В ней была обозначена ультрафиолетовая верхняя граница частотного диапазона лазеров, которая определяется катастрофически быстрым ростом энергии

спонтанного испускания с ростом частоты (пропорционально ее четвертой степени), обуславливающим исключительно малое время жизни возбужденных состояний, что препятствует установлению инверсии населенности уровней.

Тем не менее уже в [3, 7] была отмечена несостоятельность этого утверждения применительно к атомным ядрам, среди которых известны метастабильные возбужденные состояния изомеров с временами жизни в сотни и даже тысячи лет. Таким образом, дело сводится к выбору между реализацией сверхинтенсивной, но неразрушающей накачки ядер с быстро релаксирующими возбужденными состояниями (именно такой выбор сделан в рассмотренных трех схемах, где по разным причинам оказываются неприменимыми ядра с долгоживущими состояниями) и использованием долгоживущих изомеров, возможно, вообще не требующих накачки, но совершенно непригодных для реализации условия $\beta \rightarrow 1$ методами схем 1, 2 и 3.

Авторы обстоятельных аналитических обзоров [12–14], где рассмотрено множество изоэнтальных схем накачки с использованием некогерентного рентгеновского излучения, нейтронных потоков и др., пришли к заключению о малой перспективности продвижения по первому пути, а в [14] прямо отмечена неразрешимость так называемой «дилеммы гамма-лазера», состоящей в несовместимости достаточно интенсивной накачки с другими условиями поддержания его функционирования.

В схеме 3, возможно, делается наиболее адекватная попытка учесть особенности указанной дилеммы. В этой схеме полностью отсутствует деградирующая под действием накачки конденсированная матрица, а накачка производится некогерентным рентгеновским излучением предельно высокой спектральной яркости (в частности, генерируемым современными, наиболее совершенными источниками с релятивистскими электронами) по двухуровневой схеме [9], которая не нуждается в обычном третьем дополнительном уровне из-за уже упомянутого выше взаимного спектрального смещения гамма-линий испускания и поглощения, порождаемого отдачей ядер. Тем не менее оценки [9] свидетельствуют, что спектральная яркость излучения стимулированного ядерного процесса (который можно, в сущности, характеризовать как обратное стимулированное рассеяние фотонов накачки) уступает яркости излучения накачки, а эффективность преобразования оказывается чрезвычайно низкой. Таким образом, хотя наблюдение стимулированного ядерного гамма-излучения по схеме 3 стало бы, по-видимому, вполне реализуемым и интересным физическим экспериментом, его прагматическая ценность является спорной.

В итоге возможность применения ядерных изомеров, которая освобождает от необходимости решать дилемму гамма-лазера и, что еще более важно, открывает путь к прямому использованию ядерной энергии долгоживущих метастабильных состояний, становится особенно привлекательной.

4. Управляемое высвобождение энергии ядерных изомеров

Существует немало долгоживущих ядерных изомеров как природного, так и искусственного происхождения с удельным энергосодержанием возбужденных мета-

стабильных состояний, превышающим десятки мегаджоулей на грамм. Относительная ширина метастабильных состояний δ исключительно мала: так, при энергии состояния 100 кэВ и $\tau_\gamma = 1$ ч она равна $\sim 10^{-17}$. Многочисленные попытки управляемой разрядки этих состояний и высвобождения энергии изомеров, начиная с работ [15, 16] (см. также обширную библиографию в [17, 18]), построены, в основном, на осуществлении антистоксова (триггерного) перехода в обход сильно запрещенного прямого перехода из метастабильного состояния вниз. Такой маневр состоит из двух этапов: перехода с метастабильного на вышележащий уровень с поглощением соответствующей энергии (обычно – энергии мягкого рентгеновского фотона) из стороннего источника и спонтанного перехода вниз с выигрышем в энергии, равным энергии метастабильного состояния.

Если бы часть высвобождаемой подобным образом энергии удалось направить на повторение подобных триггерных переходов в новых изомерных ядрах, например используя для этой цели резонансную часть спектра излучения горячей плазмы, нагреваемой в свою очередь при поглощении высвобождаемой энергии изомеров, то при положительном энергетическом балансе такого цикла может возникнуть самоподдерживающаяся цепная реакция радиационных переходов метастабильных ядер [19, 20].

Обычно существование долгоживущего метастабильного состояния изомерного ядра обусловлено большой разностью угловых моментов метастабильного и нижележащего (в частности, основного) состояний и соответственно высокой мультипольностью радиационного перехода. Это затрудняет непосредственное использование рассмотренного триггерного подхода применительно к задаче гамма-лазера из-за очевидного противоречия: для ее решения последовательные переходы обоих этапов должны быть достаточно быстрыми, т. е. иметь малые разности угловых моментов, и в то же время их сумма должна равняться большой разности угловых моментов запрещенного прямого перехода из метастабильного состояния.

И наконец, если оставить в стороне обходной триггерный маневр, то именно наличие большой разности угловых моментов и высокой мультипольности долгоживущих изомеров считают обычно основным препятствием к прямому переходу из метастабильного состояния вниз и к наблюдению на этом сильно запрещенном переходе стимулированного радиационного процесса.

5. Влияния атомарных степеней свободы на ширину гамма-линии

Для прояснения сути проблемы полезно вспомнить, что эйнштейновский вывод соотношений между коэффициентами спонтанного (A_{11}) и стимулированного ($B_{21} = B_{12}$) испускания (поглощения) света с частотой ω между уровнями $2 \leftrightarrow 1$

$$\hbar\omega \frac{2\omega^2}{\pi c^3} B_{21} = A_{21} = \frac{1}{\tau_\gamma} \quad (12)$$

в силу общности термодинамического подхода справедлив для любых типов переходов между квантовыми состояниями излучателей $2 \leftrightarrow 1$ независимо от характера мультипольности и величины матричного элемен-

та перехода. По существу влияние величины матричного элемента и типа мультипольности на вероятность перехода $2 \leftrightarrow 1$ полностью исчерпывается значением коэффициента $A_{21} = \tau_\gamma^{-1}$, обратным времени жизни τ_γ верхнего состояния по отношению к спонтанному радиационному переходу; для переходов высокой мультипольности τ_γ может быть чрезвычайно велико.

Далее следует подчеркнуть, что сечение стимулированного испускания (2)

$$\sigma = \hbar\omega \frac{4B_{21}}{c\Delta\omega_{\text{tot}}} = \frac{A_{21}}{2\pi} \frac{\lambda^2}{\Delta\omega_{\text{tot}}} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{1}{\Delta\omega_{\text{tot}}\tau_\gamma} \quad (13)$$

выражается через коэффициенты B_{21} и A_{21} и, следовательно, вытекает из тех же общих термодинамических соображений. Поэтому оно пригодно для переходов любых мультипольностей с любыми значениями матричных элементов и любым произведением $\Delta\omega_{\text{tot}}\tau_\gamma$. При этом вероятность спонтанного радиационного перехода остается неизменной, $A_{21} = \tau_\gamma^{-1}$, и для переходов высокой мультипольности она может быть ничтожно малой.

Таким образом, возвращаясь к анализу устранения всевозможных источников уширения линии, следует подчеркнуть правомерность постановки этой задачи и для долгоживущих метастабильных состояний с переходами высокой мультипольности. Вопрос лишь в том, насколько можно увеличить отношение β и можно ли экспериментально приблизиться к условию $\beta \rightarrow 1$.

В перечисленных выше трех основных схемах гамма-лазера используются альтернативные подходы к решению задачи устремления $\beta \rightarrow 1$. Оба они фактически направлены лишь на ограниченное различными факторами устранение источников уширения линии, связанных с атомарными степенями свободы излучателей: с хаотическим движением ядросодержащих атомов, воздействием фононного спектра твердого тела, доплеровским уширением линии свободных ядер и т. п. Существует ли хотя бы принципиальная возможность радикально устранить все атомарные источники уширения гамма-линии и тем самым включить в рассмотрение изомерные ядра с долгоживущими метастабильными состояниями? Это представило бы значительный спектроскопический интерес для получения сверхузких гамма-линий и, в особенности, как «внутреннее питание», заменяющее внешнюю накачку гамма-лазера.

6. Устранение атомарных источников уширения гамма-линии в бозе-эйнштейновском конденсате

Возможно, решение этой проблемы следует искать, опираясь на недавние успешные эксперименты по наблюдению бозе-эйнштейновского конденсата (БЭК) в глубоко охлажденных ансамблях бозе-атомов (т. е. нуклидов с четной разностью между изотопическим числом A и номером элемента) [21, 22], когда все атомы обладают нулевым импульсом, де-бройлевская длина волны атома

$$\lambda_{\text{dB}} = \frac{2\pi\hbar}{(MkT)^{1/2}} \approx \frac{4.25 \times 10^{-4}}{(AT)^{1/2}} \quad (14)$$

становится сравнимой с межатомным расстоянием и атомные волновые функции перекрываются (в (14) и далее T выражено в микрокельвинах, λ_{dB} – в сантиметрах), т. е. в случае идеального газа при

$$n\lambda_{\text{dB}}^3 \geq 2.612. \quad (15)$$

Этому соответствует охлаждение ниже температуры вырождения T_0 (J – угловой момент атома):

$$T < T_0 = 3.3 \frac{\hbar^2}{Mk} \left(\frac{n}{2J+1} \right)^{2/3}. \quad (16)$$

Численно равенство (16) имеет вид (T_0 в микрокельвинах)

$$AT_0 \approx 5.8 \times 10^{-7} \left(\frac{n}{2J+1} \right)^{2/3}. \quad (17)$$

Так, $\lambda_{\text{dB}} = 4.25$ мкм и $n \geq 3.4 \times 10^{14}$ см⁻³ при $A = 100$ и $T = 0.01$ мкК.

В подобном конденсате все атомы находятся в одном и том же низшем квантовом состоянии и, следовательно, все источники уширения гамма-линии, связанные со свойствами ядросодержащей атомарной среды, в идеальном газе оказываются абсолютно устраненными. Это дает надежду на достижение условия $\beta \rightarrow 1$ для долгоживущих изомеров и реализацию экстремально узких гамма-линий, а также на отыскание потенциальных изомерокандидатов для наблюдения стимулированного излучения ядер.

Разумеется, на самом деле степень приближения к условию $\beta \rightarrow 1$ остается сегодня неизвестной, поскольку остаются открытыми и подлежащими осмыслению такие вопросы, как достижимая пространственная и временная квантовая когерентность атомов в конденсате; анализ возможного существования источников уширения, связанных со степенями свободы ядер внутри единого квантового состояния многих атомов; уширение, вызываемое неоднородностью пространственного распределения атомов с возбужденными и невозбужденными ядрами; реализуемость условия (15) для достаточно большого числа атомов неидеального газа; конкуренция процессов развития стимулированного гамма-испускания (если таковое возникнет) и разрушения конденсата под действием ядерных радиационных переходов, а также многие другие.

Нуклидами – кандидатами (относительно не оптимальными) для первичных экспериментов могут быть, например, изомеры $^{81\text{m}}\text{Rb}$ и $^{135\text{m}}\text{Cs}$ с временами жизни и энергиями переходов 30.5 мин и 86.3 кэВ и 53 мин и 846 кэВ соответственно. Оба нуклида являются бозонами (если получат подтверждение данные [23] о наблюдении конденсата из фермионных атомов, образующих нечто вроде куперовских пар, то список возможных кандидатов значительно расширится).

Для наблюдения стимулированного испускания долгоживущих изомеров, входящих в состав БЭК, необходимо поступление затравочных фотонов от сторонних резонансных источников, поскольку собственный спонтанный фотонный фон практически отсутствует из-за малости вероятности спонтанного радиационного перехода $A_{21} = \tau_\gamma^{-1}$ (см. выше). Успехи в построении эффективных рентгеновских брэгговских зеркал с коэффициентом нормального отражения более 80 % [24] позволяют надеяться на применение стандартной многопроходной схемы с эталоном Фабри – Перо.

Условия эксперимента, помимо известных трудностей, присущих работе с БЭК, представляются весьма сло-

жными. Так, необходимая удлиненность формы тела бозе-эйнштейновского конденсата при экстремально узкой гамма-линии предъявляет жесткие требования к его строго горизонтальному расположению, исключающему гравитационное смещение линий вдоль образца.

7. Заключение

Резюмируя, следует подчеркнуть, что успех решения перечисленных выше задач КН (построение ядерного гамма-лазера, управление высвобождением энергии ядерных изомеров, включая запуск экзотермической цепной реакции и др.) определяется двумя факторами: необходимостью в радикальном сужении линии испускания вплоть до $\beta \rightarrow 1$ и необходимостью использования долгоживущих метастабильных возбужденных состояний в качестве энергетических источников протекающих процессов. Решение этих задач привело бы как к непосредственному использованию энергии изомерных ядер, так и полностью исключило бы проблему накачки, закрыв дилемму гамма-лазера. Подобная возможность обусловлена независимостью сечения стимулированного испускания от вероятности спонтанного излучения (сколько бы последняя ни была мала) при условии устранения всех источников уширения гамма-линии сверх ее естественной радиационной ширины.

Сегодня представляется, что попытка такого сужения линии переходов из долгоживущих метастабильных изомерных состояний возможна в случае вхождения ядер в состав атомов, образующих БЭК, в котором отсутствуют все источники возмущения гамма-линии, связанные с атомарными степенями свободы. Помимо решения перечисленных ранее задач КН здесь возможны успехи и в

спектроскопии (гамма- и оптической) сверхвысокого разрешения.

Работа выполнена при частичной поддержке МНТЦ по гранту № 2651р и US CRDF – RF Ministry of Education Award VZ-010-0.

1. Eddington A.S. *The Internal Constitution of the Stars* (London: Cambridge Univ. Press, 1926).
2. Rivlin L.A. *Laser Phys.*, **5**, 207 (1995).
3. Ривлин Л.А. А.с. № 621256; *БИ*, **23**, 220 (1979).
4. Vali V., Vali W. *Proc. IEEE*, **51**, 182; 1248 (1963).
5. Baldwin G.C. et al. *Trans. Am. Nucl. Soc.*, **6**, 178 (1963).
6. Baldwin G.C. et al. *Proc. IEEE*, **51**, 1247 (1963).
7. Ривлин Л.А. *Вопросы радиоэлектроники. Сер. Электроника*, № 6, 60 (1962).
8. Kocharovskaya O. *Hyperfine Interactions*, **107**, 187 (1997).
9. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **27**, 189 (1999).
10. Metcalf H.J., van der Straten P. *Laser Cooling and Trapping* (New York: Springer, 1999).
11. Shawlow A.L., Townes C.H. *Phys. Rev.*, **112**, 1940 (1958).
12. Baldwin G.C., Solem J.C., Goldanskii V.I. *Rep. Mod. Phys.*, **53**, 667 (1981).
13. Goldanskii V.I., Kuzmin R.N., Namiot V.A. *Topics in Current Phys.*, **25**, 49 (1981).
14. Baldwin G.C. *Phys. Rep.*, **87**, 1 (1982).
15. Collins C.B. et al. *Phys. Rev. C*, **37**, 2267 (1988).
16. Collins C.B. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 695 (1999).
17. Collins C.B. et al. *Laser Phys.*, **14**, 310 (2004).
18. Carroll J.J. et al. *Hyperfine Interactions*, **135**, 3 (2001).
19. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **30**, 551; 937 (2000); **31**, 549 (2001).
20. Rivlin L.A. *Laser Phys.*, **11**, 12 (2001).
21. Корнелл Э.А. Виман К.Э. *УФН*, **173**, 1320 (2003).
22. Кеттерле В. *УФН*, **173**, 1339 (2003).
23. Regal C. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 24 (2004).
24. Shvyd'ko Yu. V. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **90**, 17 (2003).