

Ветвление стационарных инверсионных состояний в квантовом парамагнитном усилителе с резонаторной накачкой

© Д.Н. Маковецкий, А.А. Лавринович, Н.Т. Черпак

Институт радиофизики и электроники НАН Украины,
310085 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 14 января 1998 г.)

Экспериментально и теоретически исследована нелинейная динамика в квантовом парамагнитном усилителе миллиметрового диапазона в условиях, когда имеет место сильное обратное влияние активной среды на поле накачки, осуществляющее инверсию населенностей спиновых уровней. Экспериментально обнаружено ветвление коэффициента инверсии K , обусловленное возникновением бистабильности в нелинейном микроволновом резонаторе накачки на частоте 150 GHz. Найдены условия, при которых могут возбуждаться новые нелинейные резонансы при инвертировании спин-системы полем стоячей волны, и исследована устойчивость возникающих неравновесных стационарных состояний парамагнетика.

Исследование нелинейных динамических явлений в неравновесных диссипативных системах лазерного типа принесло за последние годы ряд фундаментальных результатов, связанных с обнаружением бистабильности, детерминированного хаоса, оптической турбулентности и самоорганизации при индуцированном излучении фотонов [1–3]. Однако на данном этапе стал заметно ощущаться и внутренне присущий лазерам оптического диапазона недостаток — высокий уровень спонтанного излучения, создающего принципиально неустранимый мультипликативный шум в исследуемой системе [4]. Вследствие этого затрудняется или становится вовсе невозможным экспериментальное наблюдение многих сложных детерминированных состояний и движений, которые “размываются”, искажаются и даже разрушаются собственными квантовыми шумами. С другой стороны, имеется такой класс систем с индуцированным излучением, как мазеры сверхвысокочастотного диапазона, в частности квантовые парамагнитные усилители электромагнитных сигналов [5,6], и фоновые мазеры — усилители и генераторы гиперзвука [7,8], где уровень спонтанного шума примерно на 15 порядков меньше, чем в лазерах (это связано с кубической частотной зависимостью интенсивности спонтанного излучения). Таким образом, используя идеи квантовой электроники оптического диапазона, целесообразно поставить эксперименты с микроволновыми диссипативными системами, которые можно считать детерминированными при гораздо более общих условиях, например при тонком расслоении фазового пространства или вблизи точек неравновесных фазовых переходов [9].

Впервые возможность наблюдения нелинейных процессов в мазерных усилителях обсуждалась еще в 60-х годах [5,10,11], однако параметр нелинейности B_N , найденный в этих работах, оказался равным произведению фактора насыщения перехода накачки Z_P и отношение $r = \tau_2/\tau_1$, где τ_2 и τ_1 — соответственно время поперечной и продольной спиновой релаксации. В отличие от лазерных активных сред, где величина r может быть

порядка единицы, для парамагнетиков, используемых в квантовых усилителях сверхвысокочастотного диапазона, типичными являются значения $r = 10^{-6} - 10^{-8}$. Это осложняет обнаружение эффектов, предсказанных в [5,10,11], так как трудно достичь насыщения с большими Z_P без перегрева кристалла, а нужно получить значения B_N порядка единицы. С другой стороны, эксперименты на реальных квантовых усилителях [7,12,13] показали, что на самом деле заметные отклонения от линейности наблюдаются уже при $B_N \ll 1$, что свидетельствует о доминировании качественно иного механизма нелинейности, не связанного с необходимостью столь глубокого насыщения спин-системы ($Z_P \simeq 10^6 - 10^8$), как этого требует модель [5,10,11].

В работах [14,15] была предложена модель резонансного насыщения парамагнетика, учитывающая самовоздействие насыщающего поля через систему активных центров в микроволновом резонаторе при $q_1 \equiv 2\tau_c/\tau_1 \ll 1$, где τ_c — время жизни фотонов в свободном микроволновом резонаторе. В отличие от модели [5,10,11] параметром нелинейности является здесь величина $\xi \equiv q_2\xi_0 = Q_c^{(0)}/Q_m$, где $q_2 = 2\tau_c/\tau_2$; ξ_0 — перенормированный параметр нелинейности, не зависящий от q_2 ; $Q_c^{(0)}$ — собственная нагруженная добротность микроволнового резонатора вне областей магнитного резонанса; Q_m — магнитная добротность рассматриваемой диссипативной системы (парамагнетик + микроволновый резонатор) на частоте накачки при отсутствии насыщения спиновых переходов. Как было найдено в [14,15], в случае $\xi > 1$ ярко выраженные нелинейные явления — бистабильность, автомодуляция, неустойчивости и т. д. могут возникать в подобной диссипативной системе уже при $Z_P \simeq 10 - 10^2$, что обусловлено сильной внутренней обратной связью в микроволновом резонаторе. Таким образом, условия применимости нелинейной модели насыщения [14,15] вполне соответствуют реальным значениям управляющих параметров в квантовых усилителях сверхвысокочастотного диапазона [5–13], что, в частности, позволяет использовать

эту модель для анализа обнаруженных ранее нелинейных динамических процессов [7,8,12,13].

Однако наиболее интересной представляется возможность возникновения в мазерной системе накачки ветвящихся динамических стационарных состояний, предсказываемых моделью [14,15], но экспериментально еще не наблюдававшихся. Ветвление парамагнитной восприимчивости на переходе накачки влечет за собой трансформацию обычного моностабильного режима индуцированного микроволнового излучения [5,6] в мультистабильный режим [1–3,14,15], который может сопровождаться гистерезисной зависимостью коэффициента мазерного усиления G от определенных управляющих параметров, например от входной мощности накачки \tilde{P} , расстройки спин-системы по магнитному полю $\Delta H \equiv H - H_0$ относительно вершины резонансной линии накачки H_0 и т.д. Основной целью настоящей работы был экспериментальный поиск условий реализации подобных нелинейных явлений в парамагнитном мазере.

Исследования были выполнены на мазере миллиметрового диапазона с активным кристаллом андалузита $\text{Al}_2\text{SiO}_5:\text{Fe}^{3+}$ [6], в котором были дополнительно обеспечены условия для эффективного самовоздействия поля накачки через систему прецессирующих в статическом магнитном поле \mathbf{H} спинов. Поле \mathbf{H} было ориентировано вдоль кристаллографической оси c андалузита. Ввиду большого начального расщепления спиновых дублетов иона Fe^{3+} в андалузите (116.1 GHz между первым и вторым дублетами и 232.2 GHz между вторым и третьим дублетами) при частоте накачки $\Omega_p = 143.6$ GHz, резонансная величина $H = H_0$ составляет всего лишь около 5.4 kOe, а частота усиливаемого сигнала (региструющего инверсию) равна соответственно $\Omega_s = 43.5$ GHz.

Оценки управляющих параметров для такого мазера, выполненные ранее в работе [15], показали, что при температурах жидкого гелия здесь может быть существенно превышен порог возникновения бистабильности в системе накачки, если осуществить работу последней в режиме нелинейного микроволнового резонатора. В то же время по каналу сигнала целесообразно сохранить режим бегущей волны для предотвращения "собственных" нелинейностей в системе регистрации коэффициента усиления пробного поля Ω_s . Для обеспечения оптимальных условий взаимодействия усиливаемого поля с активной средой в качестве замедляющей системы использовалась структура гребенчатого типа с коэффициентом замедления по групповой скорости до 50. Устойчивую работу мазера по каналу сигнала обеспечивал невзаимный элемент, выполненный из гексаферрита W -типа [6].

Для формирования условий эффективного самовоздействия поля накачки Ω_p при сохранении режима бегущей волны регистрирующего сигнала поля Ω_s поляризации этих полей задавались взаимно перпендикулярными, а замедляющая система была снабжена селективным фильтром. Потери мощности сигнала на селективном

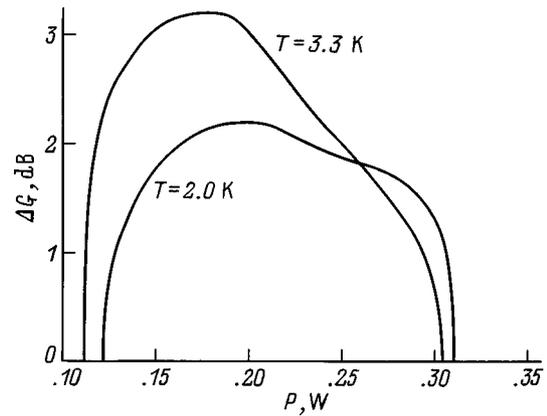


Рис. 1. Экспериментальные зависимости ширины петли гистерезиса ΔG от мощности накачки \tilde{P} .

фильтре составляли $L_s < 0.2$ dB, тогда как поле накачки практически полностью переотражалось от селективного фильтра при соответствующей его ориентации. Благодаря этому система накачки мазера работала в режиме микроволнового резонатора с нагруженной добротностью $Q_c^{(0)} > 200$. Развязка каналов сигнала и накачки обеспечивалась с помощью микроволнового интерферометра Маха–Цендера. Сколь угодно заметное насыщение спин-системы Fe^{3+} полем сигнала отсутствовало, поэтому измерявшийся в экспериментах коэффициент усиления G был пропорционален коэффициенту инверсии K , количественно характеризующему стационарное неравновесное состояние данной диссипативной системы.

При температурах криостата 2–4.2 K в диапазоне мощности накачки $\tilde{P} \approx 0.1–0.35$ W было обнаружено ветвление коэффициента инверсии на фоне общей немонотонной зависимости $K(\tilde{P})$, проявляющееся в виде гистерезиса коэффициента мазерного усиления при медленном сканировании мощности накачки. Характерно, что с понижением температуры криостата от 3.3 до 2 K петля гистерезиса не только не расширялась, но даже заметно сужалась (рис. 1), что явно свидетельствует о нетепловой природе гистерезиса. Кроме того, поскольку в наших экспериментах использовались очень малые скорости сканирования мощности накачки ($d\tilde{P}/dt < 0.1$ dB/min), то не только обычные (решеточные), но и спиновые термодинамические переходные процессы в данных экспериментах не вносили вклад в формирование гистерезисной петли $K(\tilde{P})$.

В процессе сканирования мощности накачки делались контрольные паузы ($d\tilde{P}/dt = 0$) на время не менее 3 min при непрерывной регистрации G как для случая прохождения верхней, так и случая для прохождения нижней ветви петли гистерезиса (при каждой из рабочих температур $T = 33$ и 2 K). Наблюдаемая величина G на протяжении таких пауз оставалась постоянной в пределах точности наших измерений (± 0.2 dB). Исключением являлись лишь очень узкие крайние участки $\Delta\tilde{P}$ петли

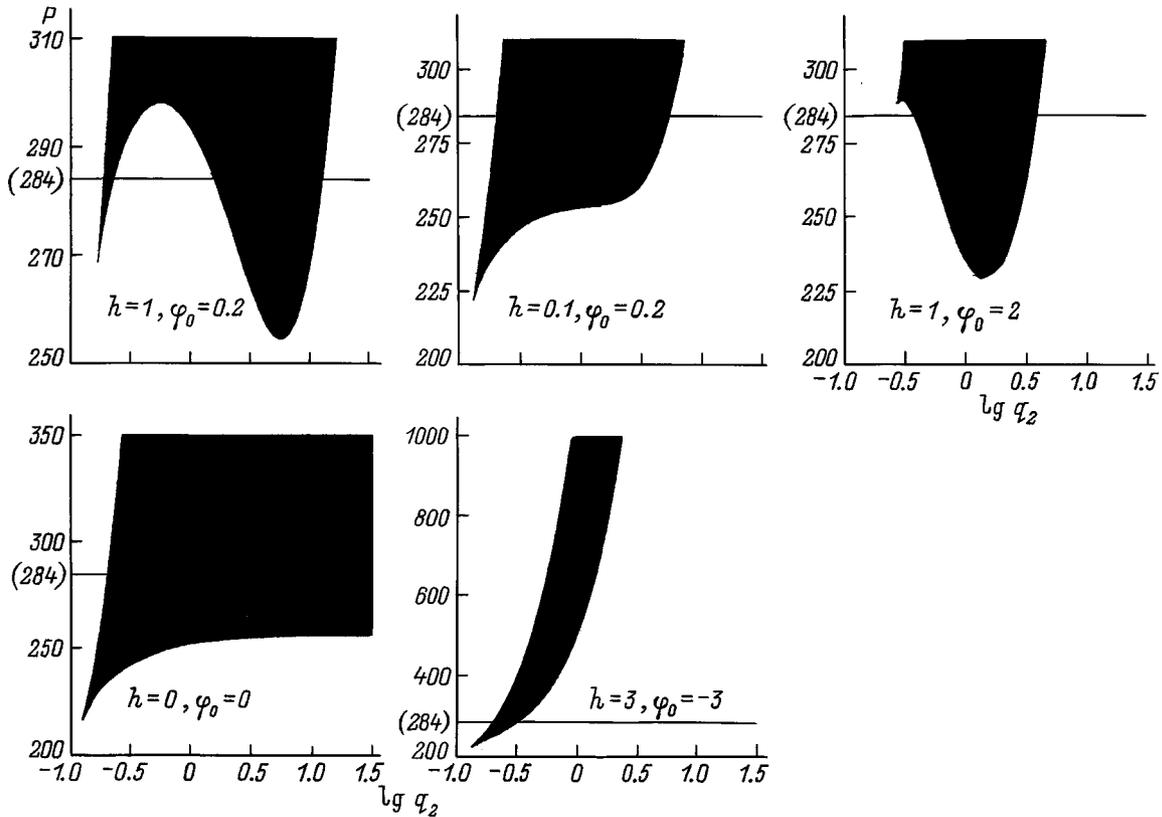


Рис. 2. Типичные сечения бифуркационной поверхности гиперплоскостями $\{\xi_0, h, \varphi_0\}$ при $\xi_0 = 128$.

гистерезиса, где имело место запаздывающее переключение инверсионных ветвей, связанное, по-видимому, с эффектом критического замедления [1] в рассматриваемой диссипативной системе при близости управляющего параметра $\tilde{P}^{(\text{start})}$ к бифуркационному значению $\tilde{P}^{(\text{cr})}$.

Гистерезисные процессы в устройствах мазерного типа могут быть, вообще говоря, связаны как с нестационарными эффектами в моностабильных режимах накачки, наблюдавшимися ранее в экспериментах с фоновым мазером на рубине ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$) [7], так и с формированием бистабильных (мультистабильных) стационарных неравновесных состояний подобных систем, что было теоретически обосновано в [14,15]. Гистерезис в моностабильной системе всегда носит переходный характер и имеет место, естественно, лишь в некоторых диапазонах скоростей сканирования управляющих параметров. Так, обнаруженный на рубиновом фоновом мазере гистерезис коэффициента усиления фоновый сигнал при сканировании H связан с очень большим временем релаксации в электронно-ядерной системе $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ (порядка 10 с при $T = 1.7\text{K}$). При достаточно медленном сканировании управляющего параметра петля гистерезиса в моностабильной системе непременно вырождается, что и наблюдалось [7] для двух различных схем моностабильной накачки ионов Cr^{3+} в рубине.

Существенно иным образом ведет себя бистабильная система: чем медленнее сканируется управляющий параметр, чем, вообще говоря, благоприятнее условия для возникновения гистерезиса [1–3] (если, конечно, система структурно устойчива, а сосуществующие ветви не являются изолированными). Требуется лишь отсутствие сильных внутренних шумов и не слишком большие флуктуации управляющих параметров, чтобы изображающая точка системы в фазовом пространстве не выходила за пределы области притяжения аттрактора, соответствующего сканируемой ветви. Поскольку спонтанное излучение в мазере, как уже отмечалось, очень слабое, флуктуации управляющих параметров контролируемы, а регистрация стационарных состояний насыщаемого перехода производится по изменению пробного, ненасыщающего резонансного поля Ω_S , то результаты описанных нами выше экспериментов можно однозначно трактовать как бистабильность стационарных неравновесных спиновых состояний.

Таким образом, предложенная в работах [14,15] модель насыщения спин-системы в микроволновом резонаторе получает экспериментальное подтверждение, что позволяет по-новому взглянуть на проблему возбуждения стационарных инверсионных состояний в парамагнитных мазерах. Наиболее важным представляется вопрос об оптимальном соотношении τ_c и τ_2 , при котором реа-

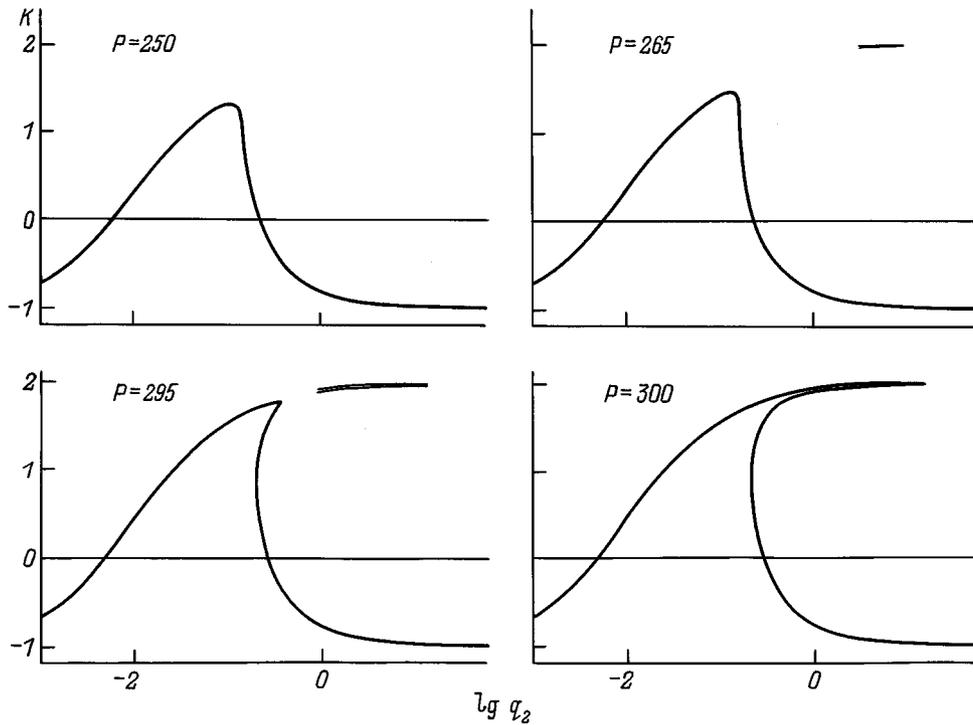


Рис. 3. Нелинейный резонанс коэффициента инверсии по параметру q_2 при $\xi_0 = 128$; $\varphi_0 = 0.2$; $(\partial\Omega_P/\partial H)_{H_0}(H - H_0)\tau_2 = 1$ для спиновой системы с максимальным значением $K = K_{\max} = 2$.

лизуется максимальное значение K на верхней ветви бистабильной системы накачки. Для анализа этого вопроса обратимся к выражениям, описывающим поверхность бифуркаций седло–узел в системе накачки лазера (формулы (5) из работы [15]). Для удобства введем не зависящий от q_2 параметр накачки $P \equiv \mathcal{P}/q_2 \propto \bar{P}$ и построим сечения поверхности бифуркаций гиперплоскостями $\{\xi_0, h, \varphi_0\}$, где $\varphi_0 \equiv \varphi/q_2$, а выражения для нормированных мощности накачки \mathcal{P} , расстройки спин-системы h по магнитному полю и расстройки частоты микроволнового резонатора φ относительно Ω_P приведены в [15]. На рис. 2 показаны основные варианты таких сечений (заливкой обозначены области ветвления стационарных инверсионных состояний лазера на плоскости $\{q_2, P\}$, а жирной горизонтальной линией отмечено одинаковое для всех вариантов значение $P = 284$). Хорошо видно качественное различие этих сечений при $\varphi_0 \neq 0$ и $\varphi_0 = 0$. В первом случае с повышением P область многозначности функции $K(q_2)$ всегда остается ограниченной (хотя и не обязательно непрерывной) по q_2 . Напротив, при $\varphi_0 = 0$ (нижнее левое сечение на рис. 2) с увеличением P обычный гистерезисный по q_2 участок зависимости $K(q_2)$ быстро расширяется в сторону больших q_2 и сменяется полуограниченной по q_2 областью, где, как следует из [14,15], верхняя асимптотически устойчивая ветвь $K_3^{(\varphi_0)}(q_2)$ сосуществует с изолированной асимптотически устойчивой ветвью $K_1^{(\varphi_0)}(q_2)$. При этом ветвь $K_2^{(\varphi_0)}(q_2)$ в силу $\partial Z_P/\partial P < 0$ всегда неустойчива и является

сепаратрисой для областей притяжения аттракторов $A_{\text{low}}^{(0)}$ и $A_{\text{high}}^{(0)}$, соответствующих ветвям $K_1^{(\varphi_0)}(q_2)$ и $K_3^{(\varphi_0)}(q_2)$.

Можно показать, что ветвь $K_3^{(\varphi_0)}(q_2)$ является продолжением однозначной функции $K^{(\varphi_0)}(q_2)$ после пересечения изображающей точки поверхности бифуркаций, причем во всей области изменения q_2 имеем $\partial K^{(\varphi_0)}/\partial q_2 > 0$. Это вполне соответствует наивному представлению о том, что чем выше добротность резонатора накачки (т.е. чем больше q_2), тем больше коэффициент инверсии при фиксированной мощности накачки. Что же касается нижней (обычно неинверсионной) ветви $K_1^{(\varphi_0)}(q_2)$, то ее, казалось бы, можно не принимать во внимание в силу изолированности. На самом деле ситуация гораздо сложнее. Так, с помощью формулы (6) из работы [15] находим, что с увеличением q_2 ветвь $K_3^{(\varphi_0)}(q_2)$ становится сколь угодно близко прижатой к сепаратрисе $K_2^{(\varphi_0)}(q_2)$. Следовательно, малые, но конечные возмущения будут выбрасывать изображающую точку системы из области притяжения аттрактора $A_{\text{high}}^{(0)}$, переводя систему из неравновесного состояния в равновесное (с отрицательным коэффициентом инверсии). Другими словами, инверсионное состояние парамагнетика при больших q_2 , формирующееся в результате синфазного переизлучения поля накачки в микроволновом резонаторе, соответствует очень мелкому локальному минимуму потенциала [1]. Напротив, неинверсионное состояние при тех же q_2 , соответствующее противофазному пе-

реизлучению поля накачки, устойчиво даже к большим возмущениям — энергия накачки уходит не на инверсию, а на поддержание этого поглотительного режима.

Таким образом, стремление ко все большему повышению добротности микроволнового резонатора с целью снизить мощность накачки приводит к противоположному результату — коллапсу инверсионного состояния из-за опасного приближения $A_{\text{high}}^{(0)}$ к сепаратрисе. Более того, случай "точной настройки резонатора" $\varphi_0 = 0$ сам по себе является исключением, так как малейшая отстройка источника накачки от собственной частоты микроволнового резонатора превращает упоминавшуюся полуограниченную область сечения поверхности бифуркаций в ограниченную (возможно, разрывную) область по оси q_2 . Это соответствует структурной неустойчивости инверсионных состояний, формируемых за счет строго синфазного переизлучения поля накачки при больших добротностях микроволнового резонатора.

На рис. 3 показаны зависимости $K(q_2)$ при $\varphi \neq 0$ для различных уровней накачки при одном и том же наборе управляющих параметров. Хорошо виден резонансный характер этих зависимостей — стационарное неравновесное состояние парамагнетика возникает, достигает максимальных значений и плавно либо скачкообразно распадается в некоторой области (областях) значений q_2 . Указанный нелинейный резонанс, как видно из рис. 3, характеризуется однозначной или многозначной зависимостью K от q_2 , причем в некотором интервале значений q_2 инверсионное состояние находится очень близко по отношению к сепаратрисе (промежуточной ветви) да еще и содержит изолированные участки, где прямая и обратная бифуркации седло–узел отвечают одной и той же паре ветвей коэффициента инверсии. Следовательно, реальная ширина обнаруженного резонанса в указанных случаях существенно меньше, чем ее значение, определяемое по крайним точкам областей, где $K \geq 0$.

Таким образом, в данной работе экспериментально обнаружены неоднозначные нелинейные зависимости коэффициента инверсии спин-системы от мощности накачки и предложена интерпретация этого явления на основе модели резонансного насыщения парамагнетика в условиях самовоздействия поля накачки в микроволновом резонаторе [14], где предсказывалось ветвление стационарных неравновесных состояний парамагнитной спиновой системы [14,15]. На основе анализа зависимостей $K(q_2)$, которые следуют из модели [14,15], показана возможность корректного выбора параметров резонаторной системы накачки с целью получения устойчивых неравновесных состояний с максимально возможным коэффициентом инверсии.

Список литературы

- [1] *Gibbs H.M.* Optical Bistability. Controlling Light with Light. Orlando: Academic Press, 1985.
- [2] *Berge P., Pomeau Y., Vidal C.* L'ordre dans le chaos. Vers une approche deterministe de la turbulence. Paris: Hermann, 1988.
- [3] *Haken G.* Information and Self-organization. A Macroscopic Approach to Complex Systems. Berlin & Heidelberg: Springer Verlag, 1988.
- [4] *Horsthemke W., Lefever R.* Noise-induced Transitions. Theory and Applications in Physics, Chemistry and Biology. Berlin: Springer Verlag, 1984.
- [5] *Vuylsteke A.A.* Elements of Maser Theory. New York: Van Nostrand, 1960.
- [6] *Лавринович А.А., Смирнова Т.С., Черпак Н.Т.* и др. // ДАН СССР. 1987. Т. 297. № 4. С. 857–859.
- [7] *Маковецкий Д.Н.* Автореф. канд. дис. Харьков, 1984. 22 с.
- [8] *Гананольский Е.М., Маковецкий Д.Н.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 21. С. 65–69.
- [9] *Van Kampen N.G.* Stochastic Processes in Physics and Chemistry. Amsterdam: North Holland, 1984.
- [10] *Clogston A.M.* // J. Phys. Chem. Solids. 1958. Vol. 4. N 1. P. 271–277.
- [11] *Jelenski A., Szymczak H.* // Bull. Acad. Polon. Sci.: Serie Sci. Tech. 1967. Vol. 15. N 5. P. 43–53.
- [12] *Inaba H., Morita H.* // Physics of Quantum Electronics / Ed. P.L. Kelley. Proc. Conf. New York: McGraw Hill, 1966.
- [13] *Черпак Н.Т.* // УФЖ. 1975. Т. 20. № 10. С. 1715–1716.
- [14] *Маковецкий Д.Н.* // УФЖ. 1988. Т. 33. № 8. С. 1237–1240.
- [15] *Маковецкий Д.Н., Ворсиль К.В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 86–90.