

НАКАЧКА КВАНТОВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А К Блинов, И. И. Еру, С. А. Песковацкий

Отличительной особенностью квантового парамагнитного усиления в миллиметровом диапазоне длин волн является то, что:

1) частота накачки лежит на краю коротковолновой части миллиметрового диапазона или в субмиллиметровой области частот, и разрешенность самих переходов накачки очень низка;

2) распределение населенностей спиновых уровней при гелиевых температурах соответствует уже низкотемпературному приближению, когда $h\nu \geq kT$;

3) рабочие магнитные поля оказываются в области сильных полей, когда $g\beta H > \Delta E$ (ΔE — начальное расщепление спектра ЭПР). Первая из этих особенностей приводит к возникновению в миллиметровом диапазоне чисто технической проблемы источника накачки квантового усилителя (КУ) соответствующей частоты и мощности. Вторая же и третья особенности накладывают определенные ограничения на выбор активного вещества и самой схемы накачки.

В условиях низкотемпературного приближения населенности всех энергетических уровней, кроме самого нижнего, оказываются практически вымороженными. Поэтому для достижения максимально возможного значения инверсной разности населенностей на сигнальном переходе, определяющего величину инвертированного магнитного декремента, желательно в качестве его использовать самый нижний переход в спиновой системе. В слабых магнитных полях этот переход соответствует переходу между уровнями Крамерсова дублета и поэтому практически не связан с решеткой. Именно это обстоятельство, согласно общей теории квантового усиления [1], обеспечивает в трехуровневой схеме высокую инверсию населенностей на низких частотах (в условиях работы при слабых магнитных полях). Наибольшее расщепление среди всех известных сейчас активных кристаллов для КУ имеет спектр ЭПР ионов Fe^{3+} в андалузите [2]. Однако даже в случае КУ на этом кристалле уменьшение рабочей длины волны усилителя (короче 2 мм) требует перехода в область сильных магнитных полей. В сильных магнитных полях различие сигнального и холостого переходов из-за наличия решетки уменьшается, что будет приводить к уменьшению инверсной разности населенностей на сигнальном переходе вплоть до полного исчезновения инверсии. Вследствие этого возникает необходимость поиска эффективной схемы накачки спиновой системы в сильных магнитных полях с целью выбора такой, которая обеспечивала бы в этих полях достижение наибольшей инверсной разности населенностей на нижнем переходе. В связи с этим в настоящей работе рассмотрен вопрос о возможности двухчастотной ступенчатой накачки для осуществления квантового усиления в сильных магнитных полях. Речь идет о четырехуровневой схеме, в которой для получения инверсии на переходе 2—1 используются два источника накачки, насыщающих переходы 1—3 и 3—4.

Впервые такой двухчастотный вариант накачки был предложен в работе [3], где исследовалась эффективность различных схем накачки рубина в слабых магнитных полях в длинноволновой части сантиметрового диапазона. В этой работе было показано, что инверсию в рубине можно существенно увеличить, воспользовавшись для накачки не переходом 1—3, а переходом 1—4, либо двухчастотной ступенчатой накачкой на переходах 1—3 и 3—4. Значения коэффициентов инверсии в этих двух вариантах накачки оказались примерно одинаковыми. В сравнительно низкочастотном диапазоне, где работали авторы статьи [3], нет проблемы высокочастотного источника, и поэтому там, естественно, предпочтение отдано схеме одночастотной накачки на переходе 1—4. Однако в миллиметровом диапазоне, где достаточно мощный высокочастотный источник накачки является самостоятельной проблемой и где переход 1—4 уже слабо разрешен, такая схема накачки практически не реализуема. Поэтому представляет интерес проанализировать возможность двухчастотной ступенчатой накачки переходов 1—3 и 3—4 с целью получения инверсии на переходе 2—1 в сильных магнитных полях.

Такой анализ удобнее проводить и исследовать экспериментально на веществе с относительно малой величиной начального расщепления энергетических уровней. В качестве такого вещества был взят рубин, как наиболее изученный из всех парамагнитных кристаллов, пригодных для квантового усиления. Хорошо известно, что спин-решеточная релаксация в рубине при малых концентрациях ионов Cr^{3+} определяется механизмом Кронига — Ван Флека [4]. Вероятности релаксационных переходов (ВРП) в этом кристалле для перпендикулярной ориентации его в магнитном поле интенсивностью до 1,5 Тл были рассчитаны в работе [5]. Там же показано, что значения ВРП, рассчитанные на основе этого механизма, могут быть использованы и для расчета релаксационных и инверсионных характеристик рубина в сильных магнитных полях.

С помощью аналогичной методики нами были вычислены ВРП в рубине в полях до 3 Тл, а также найдены коэффициенты инверсии ряда схем накачек как одночастотных, так и двухчастотных. Теоретические и экспериментальные исследования этих схем показали, что в сильных магнитных полях одной из наиболее эффективных схем инверсии на переходе 2—1 действительно является четырехуровневая схема

с двухчастотной накачкой на переходах 1—3 и 3—4. Зависимость инверсной разности населенностей от магнитного поля для схем с одной и с двумя накачками для температур 2 К и 4,2 К показана на рис. 1. Видно, что в полях более 1 Тл при температуре 2 К и более 1,4 Тл при температуре 4,2 К создание инвертированного состояния в рубине на переходе 2—1 в обычном одночастотном режиме накачки уже невозможно (кривые 1, 2). В то же время включение дополнительного источника накачки на переходе 3—4 качественно изменяет вид этой зависимости (кривые 3, 4), приближая такую схему по величине инверсной разности населенностей к схеме, в которой для накачки используется переход 1—4 (кривая 5). Более того, анализ опубликованных в литературе данных [6] показывает, что такая схема накачки в рубине позволяет получить инверсную разность населенностей более высокую, чем при четырехуровневой симметричной схеме накачки. Как следует из рис. 1, где приведены и экспериментальные данные, полученные со ступенчатой накачкой на частоте 43 ГГц, результаты теоретических расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментом.

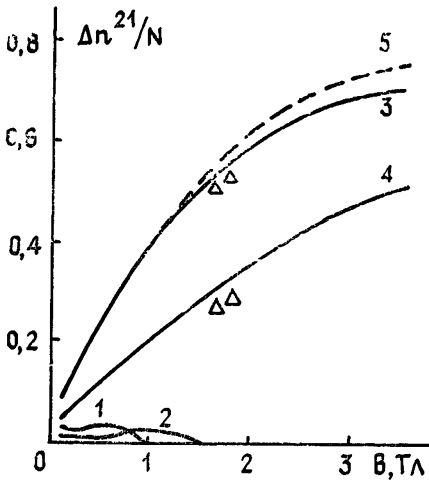


Рис. 1.

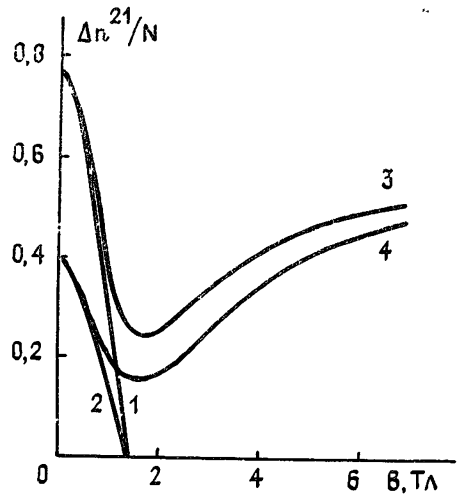


Рис. 2

Наряду с инверсной разностью населенностей в сильных магнитных полях важным параметром активного кристалла, определяющим эффективность использования его в КУ, является мощность накачки, необходимая для полного насыщения переходов накачки. В наших экспериментах на рубине для насыщения перехода 1—3 требовалась мощность не более 30 мВт и менее 1 мВт было достаточно для насыщения перехода 3—4 даже в волноводном варианте накачки, что также находится в хорошем согласии с расчетами.

Результаты расчетов для рубина и успешные эксперименты на нем в диапазоне частот 43 ГГц послужили исходной точкой для рассмотрения вопроса о возможностях применения такой двухчастотной схемы накачки в андалузите в условиях сильных магнитных полей. Этот кристалл вследствие очень большого начального расщепления представляется сейчас наиболее перспективным для квантового усиления в коротковолновой части миллиметрового диапазона. Неравновесные инвертированные состояния в спин-системе ионов Fe^{3+} в этом кристалле были исследованы в работах [7, 8]. Поскольку независимое определение ВРП для андалузита до настоящего времени не проведено, нами на основе известных результатов релаксационных измерений [9] и формализма спин-фононного гамильтониана [10] для сильных магнитных полей проведены оценки соотношений релаксационных вероятностей в перпендикулярной ориентации магнитного поля. Это позволило затем провести анализ инверсии населенностей на нижнем переходе спин-системы ионов Fe^{3+} в андалузите в широком интервале магнитных полей для одночастотной накачки и в предположении существования дополнительного источника накачки на переходе 3—4. На рис. 2 представлена инверсная разность населенностей на переходе 2—1 для этих схем накачек для двух температур 2 К и 4,2 К в магнитных полях до 6 Тл. Из этого рисунка видно, что, как и в рубине, в одночастотном режиме накачки (кривые 1, 2) в полях выше 1,5 Тл получение инверсии на нижнем переходе в андалузите невозможно. В то же время двухчастотная ступенчатая накачка переходов 1—3 и 3—4 (кривые 3, 4) позволяет сохранить здесь инверсию в интервале магнитных полей, соответствующих всему миллиметровому диапазону до 1 мм включительно. Следует отметить, что в системе четырех нижних уровней энергии в спектре ЭПР ионов Fe^{3+} в андалузите в перпендикулярной ориентации магнитного поля возможен еще один вариант двухчастотной схемы накачки на переходах 1—3 и 2—4, когда инвертируется переход 3—2. Инверсная разность населенностей в этой схеме несколько выше (на 20—30%), чем в рассматриваемой схеме, однако второй, дополнительный переход накачки здесь сильно запрещен, и поэтому в этой схеме, в отличие от рассмотренной, потребуются от второго источника накачки значительно более высокая мощность и на более высокой частоте.

Таким образом, результаты наших исследований свидетельствуют о том, что применение двухчастотной ступенчатой схемы накачки переходов 1—3 и 3—4 является эффективным способом сохранения инверсии на нижнем переходе спиновой системы и достижения на нем высокой инверсионной разности населенностей в активном кристалле (в том числе и в андалузите) в сильных магнитных полях.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Штейншлейгер В. Б., Мисежников Г. С., Лифанов П. С. Квантовые усилители СВЧ (мазеры). — М.: Сов. радио, 1971, с. 21.
- 2 Bru I. I., Peskovatskii S. A., Chernets A. N. — IEEE. Quant. Electr., 1968, QE-4, № 11, p. 723.
- 3 Штейншлейгер В. Б., Мисежников Г. С., Афанасьев О. А. — Радиотехника и электроника, 1962, 7, № 5, с. 874.
- 4 Песковацкий С. А., Шульга В. М. — ФТТ, 1971, 13, № 12, с. 3608.
- 5 Shakharyan V. P., Martirosyan R. M. — Phys stat. sol (a), 1974, 25, № 2, p. 681.
- 6 Moore C. R., Neff D. — IEEE Trans. MTT, 1982, 30, № 11, p. 2013.
- 7 Еру И. И., Песковацкий С. А., Чернец А. Н. — ФТТ, 1967, 9, № 5, с. 1329.
- 8 Черпак Н. Г., Mishenko V. V., Smirnova T. A. — Phys. stat. sol. (a), 1976, 37, p. K37.
- 9 Korolev V. D., Peskovatskii S. A., Shulga V. M. — Phys stat. sol (b), 1977, 82, p. 251.
- 10 Песковацкий С. А. Препринт ИРЭ АН УССР № 239. — Харьков, 1984, с. 37.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
25 февраля 1986 г.

УДК 621.373.826

О ФОРМИРОВАНИИ ОБРАЩЕННОЙ ВОЛНЫ В СХЕМЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

А. А. Бетин, Н. Ю. Русов

В работах [1—3] для реализации обращения волнового фронта (ОВФ) светового излучения предлагается схема четырехволнового взаимодействия с обратной связью (ЧВОС), в которой нелинейное ЧВ-зеркало формируется без использования дополнительного источника волн накачки (рис. 1а). Подлежащая обращению сигнальная волна E_1 проходит через нелинейную среду 1, усилитель 2 и зеркалами 3, 4 вновь направляется в нелинейную среду (волна E_3). Возбуждаемое в среде нелинейное зеркало 1 и зеркала 3, 4 образуют кольцевой резонатор, в котором с уровня спонтанных шумов развивается генерация (волна E_2 отражается от нелинейного зеркала в волну $E_4 \sim E_3^*$, которая после обхода резонатора переходит в волну $E_2 \sim E_1^*$). Выходным излучением системы является прошедшая сквозь нелинейную среду волна E_2 .

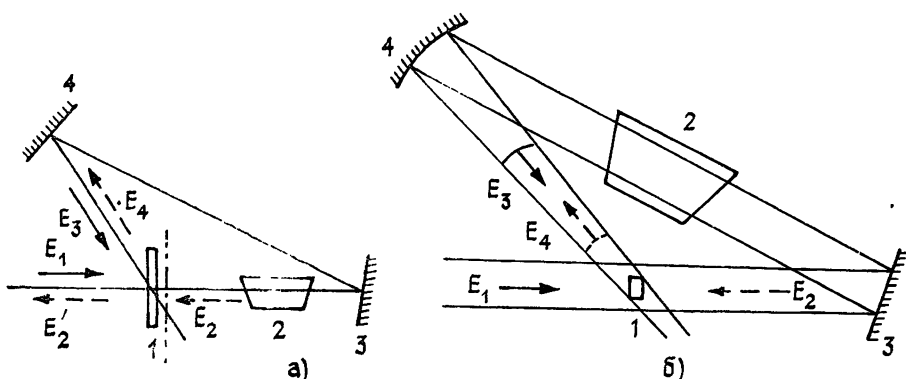


Рис. 1. а) Принципиальная схема ОВФ при четырехволновом взаимодействии с обратной связью.

б) Геометрия эксперимента, при которой в схеме ЧВОС формируется неустойчивый резонатор.