

ной переориентации выделенной пары спинов. Представляется желательным и проведение дальнейших подробных экспериментальных исследований спиновой диффузии в условиях магического угла. Авторам известна только одна работа [2], где проведены оценки коэффициента спиновой диффузии на основании экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tse D, Hartmann S R.—Phys Rev Lett., 1968, 21, p. 511.
2. Lin N. A, Hartmann S R.—Phys Rev. B., 1973, 8, p. 4079
3. Сабиров Р. X — Изв вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 8, с 873
4. Lowe I J, Gade S.—Phys. Rev., 1967, 156, p. 817.
5. Borckmans P, Walgraef D.—Phys. Rev., 1968, 167, p. 282.
6. Walgraef D, Borckmans P.—Physica, 1973, 68, p. 157.

Московский государственный педагогический институт им В. И. Ленина

Поступила в редакцию
22 декабря 1982 г.

УДК 538.574

О РАСПАДЕ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В АКТИВНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМАХ С СИЛЬНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Ю. К. Богатырев

В данной работе излагаются результаты экспериментального обнаружения и наблюдения эффектов, возникающих при распространении волновых пакетов в активной нелинейной линии с сильной дисперсией, обусловленной пространственной периодичностью ее структуры (рис. 1).

Известно (см., например, [1]), что при распространении волновых пакетов в слабодиспергирующих активных средах (в частности, в линиях передачи) наблюдается эффект нелинейного насыщения, приводящий лишь к выравниванию пространственного распределения огибающей волновых пакетов, за исключением нулевых точек, к некоторому стационарному уровню. Качественно иные процессы имеют место при распространении волновых пакетов в сильнодиспергирующих активных средах, например, в средах с брэгговским рассеянием нелинейных волн на периодических неоднородностях, где взаимодействие волнового пакета с отраженными волнами может привести к быстрым динамическим движениям, описание которых полностью не укладывается в рамки известной теории, развитой для сравнительно медленных процессов [1, 2, 5]. Именно поэтому экспериментальные исследования в этом направлении приобретают особый, в том в том числе практический, интерес.

Здесь приводятся результаты эксперимента, который проводился на цепочечной LC-линии передачи (рис. 1) с периодически включенными активными нелинейными элементами — туннельными диодами. Выход линии согласовывался с помощью специальной системы, поглощающей энергию волн, поэтому отражения от конца линии отсутствовали. На вход линии поступала последовательность широких квазигармонических волновых пакетов, представленных на осциллограмме рис. 2а. Частота заполнения пакетов $f_0 \approx 0,8 f_{кр}$ ($f_{кр} = 10$ МГц) располагалась в нелинейной области дисперсионной характеристики системы «Активная структура достигалась выводом рабочей точки на падающий участок характеристики туннельных диодов, где дифференциальное сопротивление отрицательно. До тех пор, пока характерный пространственный масштаб огибающей волнового пакета — ширина фронта — существенно превышал пространственный масштаб звена линии, волновые процессы развивались так же, как в слабодиспергирующей системе: наблюдалось нелинейное усиление волнового пакета с изменением формы его огибающей от синусоидальной до близкой к прямоугольной. Когда отношение длительности фронта огибающей пакета к постоянной времени звена линии достигло величины $\sim (4-3)$, на фронте волновых пакетов возникли «дисперсионные» колебания (осциллограмма рис. 2б), амплитуда которых возрастала по мере уменьшения длительности фронта, несмотря на продолжающееся

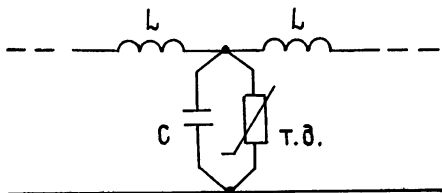


Рис. 1.

действие механизма нелинейного усиления — насыщения. Частота колебаний $F_0 \approx (1-1.3) \text{ МГц}$, измеренная экспериментально, хорошо совпадала с теоретической $F_T \approx v_i h/2)^{1/2}/2\pi \approx 1.2 \text{ МГц}$ (где v_i — групповая скорость пакета в линейном приближении, $h = g/2C$, g — проводимость диода в рабочей точке, рассчитанной в длинноволновом приближении [5]). Однако, начиная с некоторого характерного расстояния, когда глубина осцилляций за первым выбросом становилась соизмеримой с амплитудой огнбающей волнового пакета, наблюдались качественно новые «распадные» явления от фронта волны отделялся узкий по сравнению с исходным волновой пакет длительностью $\sim (2-3)T_0$ ($T_0 = f_0^{-1}$), амплитуда и длительность которого с течением времени непрерывно уменьшались (см. осциллограммы рис 2б, в) до исчезающе малых величин. Специфическое затухание этого пакета объясняется как обогащением его спектра быстрозатухающими высокочастотными составляющими, лежащими за полосой прозрачности структуры, так и специфической компрессией [4], обусловленной разной скоростью движения фронта и спада импульсов (искаженного цуга гармонических колебаний) в узком волновом пакете. Рабочая точка на вольт-амперной характеристике туннельного диода лежала вблизи верхнего квадратичного участка, что соответствовало [4] условно превышению скорости движения спада над скоростью движения фронта импульсов. Распад структуры фронта волнового пакета наиболее эффективно проявлялся, когда реальная скорость распространения волнового пакета была близка к групповой скорости пакета в линейном приближении.

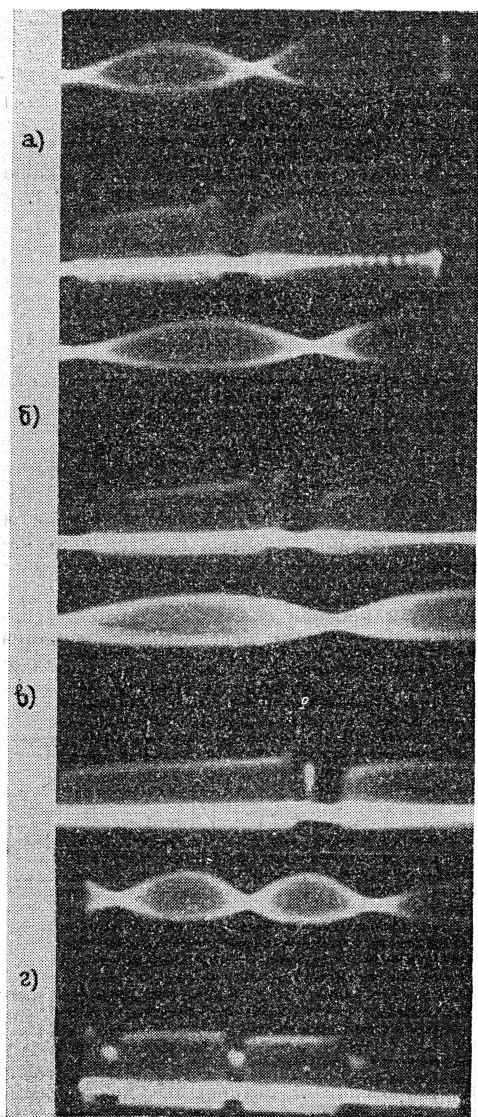


Рис 2. Осциллограммы динамики дисперсионного распада структуры волновых пакетов
а, б, в — сильнодиспергирующая, г — слабодиспергирующая системы (верхние кадры осциллограмм — входные воздействия).

Существенно отметить, что в случае слабого влияния пространственной дисперсии и доминирующей роли нелинейности эффект дисперсионного распада структуры волновых пакетов не наблюдался. Имело место лишь усиление амплитуды волновых пакетов в режиме нелинейного насыщения, что иллюстрируют осциллограммы рис. 2 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гапонов А. В., Островский Л. А., Рабинович М. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1970, 13, № 2, с. 163
2. Богатырев Ю. К. — Изв. вузов — Радиофизика, 1970, 15, № 8, с. 823.
3. Княшко С. В., Рабинович М. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 12, с. 1807

- 4 Воронцов Ю И — Радиотехника и электроника, 1964, 9, № 4, с 590, 1964, 9, № 9, с 1709
 5 Богатырев Ю К. Импульсные устройства с нелинейными распределенными параметрами. — М: Сов. радио, 1974.

Горьковский политехнический институт

Поступила в редакцию
 25 февраля 1983 г.

УДК 539.143 43

О ПЕРЕХОДНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО СПИН-ЛОКИНГУ

Л. Л. Бушвили, Д. В. Малазония, М. Г. Менабде

В экспериментах по ядерному спин-локингу во вращающейся системе координат (ВСК) после включения РЧ поля наблюдаются осцилляции намагниченности [1, 2] с временем затухания порядка T_2 (T_2 — время поперечной релаксации). В работе [3] была предпринята попытка теоретического описания таких осцилляций с помощью метода функции памяти. Полученные в [3] результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными лишь при малых значениях запирающего поля $H_1 \ll H_L$ (H_L — локальное поле, создаваемое диполь-дипольным (d-d) взаимодействием). С другой стороны, при $H_1 \gg H_L$ в системе имеется малый параметр, и процесс можно описать с помощью метода возмущений. В частности, можно воспользоваться методом усреднения Крылова — Боголюбова — Митропольского [4], развитым в применении к задачам магнитного резонанса в работах [5].

В настоящей работе с помощью этого метода будет описано поведение дипольного сигнала на примере экспериментальных данных [2]. В работе [2] изучалась система ядерных спинов ^{19}F в CaF_2 . Первоначально спиновая система находилась в состоянии равновесия при температуре решетки. Затем, с помощью двухимпульсного метода она переводилась в состояние описываемой матрицей плотности

$$\rho(0) = \text{Sp}^{-1}(1) \{1 - \beta H'_d\},$$

где H'_d — секулярная часть d-d-взаимодействия, явный вид которой можно найти, например, в [6].

В момент времени $t=0$ включалось РЧ поле резонансной частоты с величиной H_1 .

При описании динамики спиновой системы мы будем исходить из уравнения Лиувилля в ВСК

$$i(d\rho/dt) = [H_d(t), \rho(t)], \quad (1)$$

где

$$H_d(t) = -(1/2)H_d^x + H_d^{(2)} e^{i2\omega_1 t} + H_d^{(-2)} e^{-i2\omega_1 t},$$

H_d^x , $H_d^{(\pm 2)}$ — секулярная и несекулярные относительно оси x части d-d-взаимодействия, $\omega_1 = \gamma H_1$.

Если $\omega_1 \gg \omega_d$ ($\omega_d^2 = \text{Sp}(H_d^2)/\text{Sp}(1)$), то решение этого уравнения, следуя методу усреднения [5], можно искать в виде

$$\rho(t) = \xi + \rho^{(1)}(\xi, t) + \rho^{(2)}(\xi, t) + \dots, \quad d\xi/dt = A^{(1)}(\xi) + A^{(2)}(\xi) + \dots, \quad (2)$$

где ξ — медленно меняющаяся часть матрицы плотности.

Поскольку детали вычислений совпадают с проделанными ранее в работе [7], мы приведем лишь окончательное выражение для дипольного сигнала:

$$S_D = \frac{\text{Sp}(\rho(t) H'_d)}{\text{Sp}(\rho(0) H'_d)} = \frac{1}{4} + \frac{3}{4} F(t) \cos 2(\omega_1 + \delta)t, \quad (3)$$

где

$$F(t) = \frac{\text{Sp}(H_d^{(2)}(t) H_d^{(-2)})}{\text{Sp}(H_d^{(2)} H_d^{(-2)})}, \quad \delta = \frac{1}{4\omega_1} \frac{\text{Sp}([H_d^{(2)} H_d^{(-2)}] [H_d^{(2)} H_d^{(-2)}])}{\text{Sp}(H_d^{(2)} H_d^{(-2)})},$$

$$H_d^{(2)}(t) = \exp(-i\bar{H}t) H_d^{(2)} \exp(i\bar{H}t),$$

$$\bar{H} = -(1/2)H_d^x + (1/2)\omega_1 [H_d^{(2)} H_d^{(-2)}] - \delta I_z.$$