

01; 02

© 1992

ВОЗМОЖНОСТЬ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В БЕЗРЕЗОНАТОРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЕТ.С. Белозерова, В.К. Хеннер,
В.И. Юкалов

Появление когерентного радиочастотного излучения как в молекулярных [1], так и в твердотельных [2] генераторах, обязано, как хорошо известно, наличию резонатора, обеспечивающего обратную связь испускаемого излучения с излучающей системой. Это относится, и к непрерывному, и к импульсному режимам работы генераторов [1, 2]. При описании процесса излучения, особенно в случае спиновых твердотельных генераторов, обычно используют феноменологические уравнения Блоха. Из анализа этих уравнений следует, что, например, в импульсном режиме когерентное излучение может возникнуть только если так называемое радиационное время τ_R меньше времени спин-спиновой релаксации T_2 . Из неравенства $\tau_R < T_2$ вытекает известное условие на порог начальной поляризации [2].

В настоящем сообщении мы показываем, что спиновая система может излучать когерентно и в отсутствие резонатора, причем на временах больших, чем T_2 . Этот эффект может вызываться либо внешней подкачкой, либо, даже когда последняя отсутствует, аккуратным учетом неоднородности системы спинов, взаимодействующих между собой посредством диполь-дипольных сил. Естественно, что для описания этих эффектов необходимо использовать микроскопический подход, что мы и делаем, решая микроскопические (а не феноменологические) уравнения движения спинов с помощью машинного моделирования.

Рассмотрим N спинов ($S=1/2$), на которые действуют постоянное магнитное поле H_0 , направленное вдоль оси Z и слабое высокочастотное поле, $H_1 \cos(\omega t)$, направленное по оси x . На временах t , существенно меньших времени спинрешеточной релаксации T_1 , динамика системы поляризованных спинов описывается микроскопическим гамильтонианом [3], состоящим из зеемановской и дипольной частей:

$$\hat{H} = \hat{H}_Z + \hat{H}_d,$$

$$\hat{H}_Z = -\omega_0 \sum_i S_i^z - \omega_1 \cos(\omega t) \sum_i S_i^x,$$

$$\hat{H}_d = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \left\{ a_{ij} (S_i^z S_j^z - \frac{1}{2} S_i^+ S_i^-) + 2c_{ij} S_i^+ S_j^z + 2c_{ij}^* S_i^z S_j^- + \right.$$

$$+ e_{ij} S_i^+ S_j^- + e_{ij}^* S_i^- S_j^+ \},$$

где

$$\omega_0 \equiv \gamma H_0, \quad \omega_1 \equiv \gamma H_1,$$

$$\alpha_{ij} \equiv \alpha_{ij} (1 - 3 \cos^2 \vartheta_{ij}), \quad c_{ij} \equiv -\frac{3}{4} \alpha_{ij} \sin(2\vartheta_{ij}) \exp(-i\varphi_{ij}),$$

$$e_{ij} \equiv -\frac{3}{4} \alpha_{ij} \sin^2 \vartheta_{ij} \exp(-2i\varphi_{ij}), \quad \alpha_{ij} \equiv \frac{\gamma^2 \hbar^2}{r_{ij}^3},$$

r_{ij} - расстояние между взаимодействующими спинами, ϑ_{ij} , φ_{ij} - соответствующие сферические углы.

Феноменологически вводимое в уравнения Блоха время поперечной релаксации T_2 связано с параметрами локального дипольного взаимодействия соотношением

$$T_2 = \omega_L^{-1}; \quad \omega_L \equiv \gamma H_L, \quad H_L \equiv \gamma \hbar / a^3.$$

Мы же рассматриваем дипольное взаимодействие микроскопически и динамику спинов описываем уравнениями Гейзенберга.

При исследовании особенностей излучения, в данном случае магнитодипольного, его интенсивность удобно разбить на когерентную и некогерентную части,

$$I(t) = \frac{2}{3c^3} |\ddot{\vec{M}}(t)|^2 = I_{coh}(t) + I_{non}(t);$$

$$I_{coh}(t) = \frac{2\gamma^2 \hbar^2}{3c^3} \sum_{i \neq j} \langle \ddot{\vec{S}}_i(t) \ddot{\vec{S}}_j(t) \rangle,$$

$$I_{non}(t) = \frac{2\gamma^2 \hbar^2}{3c^3} \sum_i |\langle \ddot{\vec{S}}_i(t) \rangle|^2,$$

где скобки означают статистическое усреднение, а для характеристики степени когерентности ввести коэффициент когерентности [4]

$$c_{coh}(t) \equiv I_{coh}(t) / I_{non}(t).$$

Для выявления когерентных эффектов в поляризованной спиновой системе необходимо использовать полную нелинейную систему уравнений движения, так как описание в рамках теории возмущений [5] не позволяет выявить эти эффекты. Мы решали уравнения движения с помощью стандартного метода динамического компьютерного моделирования, часто используемого для изучения динамики спиновых систем. В этом подходе спины трактуются как классические вектора, их начальное распределение задается методом Монте Карло, а дифференциальные уравнения движения решаются методом Рунге-Кутты.

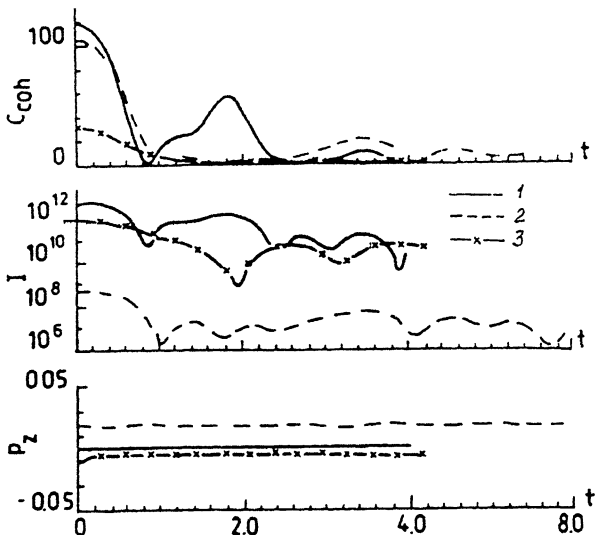


Рис. 1. Коэффициент когерентности c_{coh} , интенсивность излучения I и поляризация $\rho_z = \frac{1}{N} \sum_i \langle S_i^z \rangle$ как функции времени для спиновой системы, первоначально поляризованной вдоль оси x . Внешняя подкачка отсутствует, т. е. $\omega_1 \equiv 0$. Кривая (1) соответствует $\rho_x(0) = 0.475$, $\omega_0 = 200$; кривая (2) - $\rho_x(0) = 0.475$, $\omega_0 = 20$; кривая (3) - $\rho_x(0) = 0.20$, $\omega_0 = 200$.

Результаты вычислений позволили установить две ситуации, когда в безрезонаторной системе происходит когерентное излучение.

1. Система при $t=0$ сильно поляризована в плоскости xy , внешняя подкачка отсутствует. На временах $t < T_2$ осуществляется известное явление, свободная индукция, соответствующая разрушению когерентности за время T_2 . Однако затем возникает новый сильный всплеск когерентности во временном интервале от T_2 до примерно $2T_2$. Дальнейшие осцилляции когерентности достаточно слабы. Дополнительный всплеск когерентности обязан аккуратному учету неоднородности системы при неоднородном распределении начальной поляризации. В однородном приближении, соответствующем уравнению Блоха, дополнительных флуктуаций когерентности не возникает.

2. На систему, первоначально поляризованную вдоль оси z , действует резонансная подкачка. Когерентность появляется и существует на временах до нескольких T_2 в зависимости от величины ω_1 ; например, при $\omega_1 = 0.5 \omega_L$ коэффициент когерентности существенен в интервале $(0; 4T_2)$.

Результаты вычислений иллюстрируются рис. 1 и 2. На этих рисунках время дано в единицах ω_L^{-1} , частоты ω , ω_0 и ω_1 , в

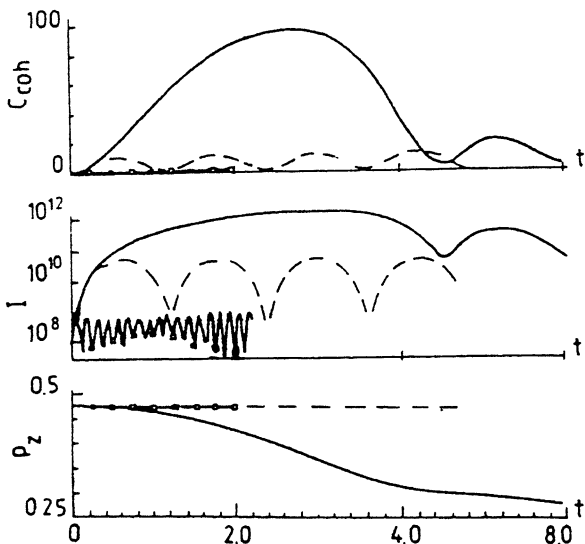


Рис. 2. Те же функции времени, что и на рис. 1, но для системы первоначально поляризованной вдоль оси Z и в присутствии внешней подкачки. Значения параметров: $\omega_0=200$, $\omega_1=0.5$, $\rho_z(0)=0.475$. Кривые подчеркивают роль резонансности подкачки. Сплошная кривая отвечает $\omega=200$, т. е. точному резонансу; две другие кривые соответствуют наличию расстройки, пунктирная для $\omega=205$, а кривая, помеченная квадратиками, для $\omega=250$.

единицах ω_L , а интенсивность излучения измеряется в единицах $2\omega_L^4 r^2 \hbar^2 / 3c^3$. Число спинов, использованное при динамическом моделировании, равно $N=125$. Картина качественно не меняется если число спинов увеличить до 343, но интенсивность излучения и коэффициент когерентности соответственно возрастают. Последний ведет себя как $C_{coh} \sim N^2$. Оценки показывают, что интенсивность магнитодипольного излучения для $N \sim 10^{22}$ может достигать 10^{-8} Вт в случае протонных спинов и десятков ватт для электронных спинов. Описанный эффект может быть использован для создания генераторов когерентного излучения в радиочастотном диапазоне.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] О р а в с к и й А.Н. Молекулярные генераторы. М.: Наука, 1964. 295 с.
- [2] Ф а й н В.М., Х а н и н Я.И. Квантовая радиофизика. М.: Радио, 1965. 608 с.
- [3] С л и к т е р Ч. Основы теории магнитного резонанса. М.: Мир, 1981. 448 с.

[4] Y u k a l o v V.I. // J. Mod. Opt. 1988. V. 35. No 1.
P. 35-48.

[5] H e n n e r E.K., H e n n e r V.K. // Physica A
1991. V. 172. No 3. P. 431-452.

Объединенный институт
ядерных исследований,
Дубна

Поступило в Редакцию
30 марта 1992 г.