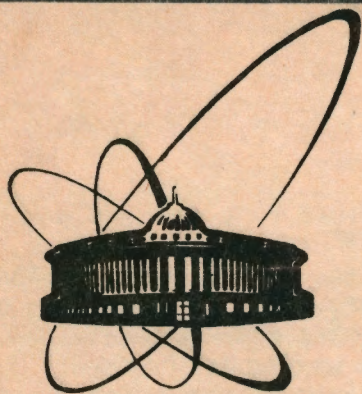


91-346



**сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна**

Р4-91-346

Т.С.Белозерова¹, В.К.Хеннер², В.И.Юкалов

**ВОЗМОЖНОСТЬ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В БЕЗРЕЗОНАТОРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЕ**

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

¹ Пермский государственный университет

² Московский государственный университет
им.М.В.Ломоносова

1991

Появление когерентного радиочастотного излучения как в молекулярных^{1/1}, так и в твердотельных^{2/2} 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^{1,2/}.

В настоящем сообщении мы показываем, что спиновая система может излучать когерентно и в отсутствие резонатора, причем на временах больше, 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 спин-решеточной релаксации T_1 , динамика системы поляризованных спинов описывается микроскопическим гамильтонианом^{3/}, состоящим из зеемановской и дипольной частей:

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

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

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

$$+ 2c_{ij}^* S_i^z S_j^- + e_{ij} S_i^+ S_j^- + e_{ij}^* S_i^- S_j^+ \},$$

где

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

$$a_{ij} \equiv a_{ij} (1 - 3 \cos^2 \theta_{ij}), \quad c_{ij} \equiv -\frac{3}{4} a_{ij} \sin(2\theta_{ij}) \exp(-i\phi_{ij}),$$

$$e_{ij} \equiv -\frac{3}{4} a_{ij} \sin^2 \theta_{ij} \exp(-2i\phi_{ij}), \quad a_{ij} \equiv \frac{\gamma^2 \hbar^2}{r_{ij}^3},$$

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,

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

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

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

где скобки означают статистическое усреднение, а для характеристики степени когерентности ввести коэффициент когерентности^{4/} $C_{\text{coh}}(t) \equiv I_{\text{coh}}(t) / I_{\text{non}}(t)$.

Для выявления когерентных эффектов в поляризованной спиновой системе необходимо использовать полную нелинейную систему уравнений движения, так как описание в рамках теории возмуще-

ний^{1/5/} 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 векторы, их начальное распределение задается методом Монте-Карло, а дифференциальные уравнения движения решаются методом Рунге - Кутты.

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

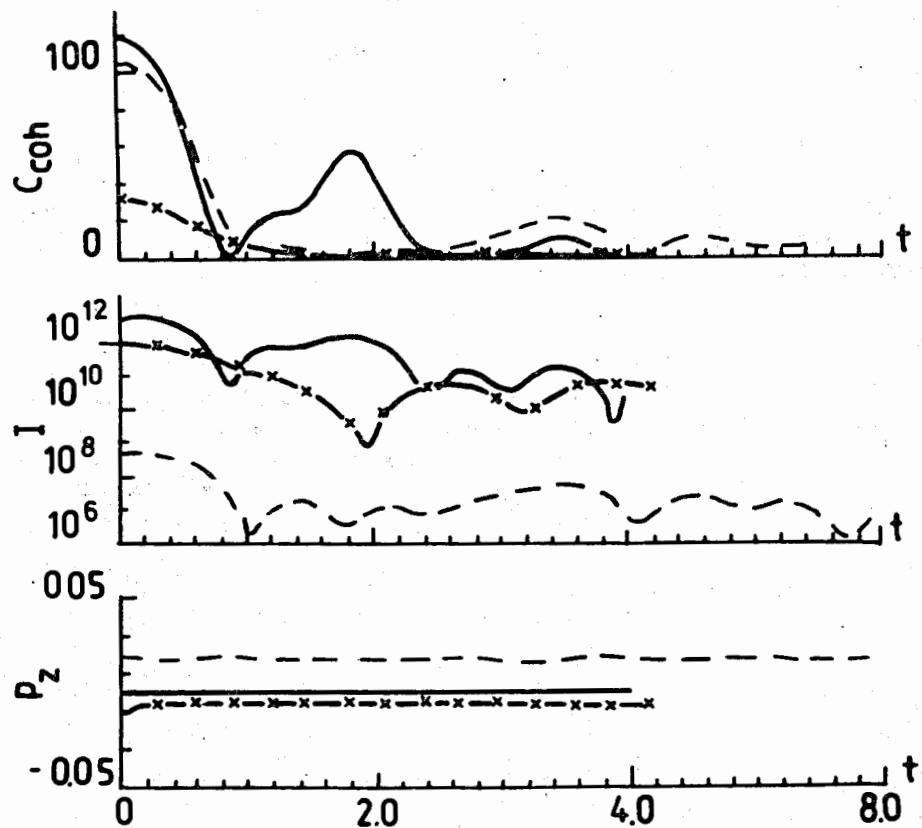


Рис.1. Коэффициент когерентности C_{coh} , интенсивность излучения I и поляризация $p_z = (1/N) \sum_i \langle S_i^z \rangle$ как функции времени для спиновой системы, первоначально поляризованной вдоль оси x . Внешняя подкачка отсутствует, т.е. $\omega_1 = 0$. Сплошная кривая соответствует $p_x(0) = 0,475$; $\omega_0 = 200$; пунктирная $p_x(0) = 0,475$; $\omega_0 = 20$; линия, помеченная крестиками, $p_x(0) = 0,20$; $\omega_0 = 200$.

1) Система при $t = 0$ сильно поляризована в плоскости xu , внешняя подкачка отсутствует. На временах $t < T_2$ осуществляется известное явление - свободная индукция, соответствующая разрушению когерентности за время T_2 . Затем, однако, 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,

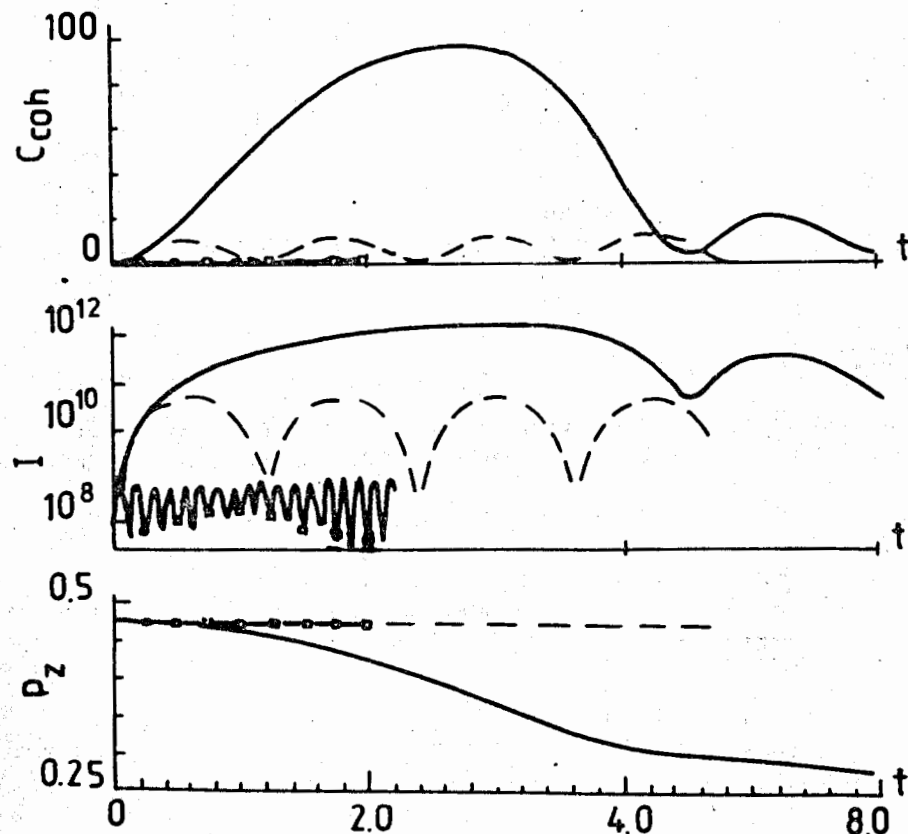


Рис.2. Те же функции времени, что и на рис.1, но для системы, первоначально поляризованной вдоль оси z и в присутствии внешней подкачки. Значения параметров: $\omega_0 = 200$; $\omega_1 = 0,5$; $p_z(0) = 0,475$. Кривые подчеркивают роль резонансности подкачки. Сплошная кривая отвечает $\omega = 200$, т.е. точному резонансу; две другие кривые соответствуют наличию расстройки, пунктирная - для $\omega = 205$, а кривая, помеченная квадратиками, - для $\omega = 250$.

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 существует в интервале $(0; 4 T_2)$.

Результаты вычислений иллюстрируются рисунками 1 и 2. На этих рисунках время дано в единицах ω_L^{-1} , частоты ω , ω_0 и ω_1 , в единицах ω_L , а интенсивность излучения измеряется в единицах $2\omega_L^4 \gamma^2 \hbar^2 / 3c^3$. 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.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ораевский А.Н. - Молекулярные генераторы, М.: Наука, 1964.
2. Файн В.М., Ханин Я.И. - Квантовая радиофизика, М.: Радио, 1965.
3. Сликтер Ч. - Основы теории магнитного резонанса, М.: Мир, 1981.
4. Yukalov V.I. - J. Mod. Opt., 1988, 35, p.35.
5. Henner E.K., Henner V.K. - Physica, 1991, A172, p.431.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 июля 1991 года.

Белозерова Т.С., Хеннер В.К., Юкалов В.И. P4-91-346
Возможность когерентного излучения
в безрезонаторной спиновой системе

Продемонстрирована возможность магнитодипольного когерентного излучения на частотах магнитного резонанса в системе поляризованных спинов без резонатора. Показана важная роль микроскопического учета дипольных взаимодействий.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Belozerova T.S., Henner V.K., Yukalov V.I. P4-91-346
Possibility of Coherent Radiation in a Spin
System without Resonator

The magnetodipole coherent radiation at frequencies of magnetic resonance is demonstrated to be possible for a system of polarized spins without resonator. The importance for a microscopic consideration of dipole interactions is stressed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1991