

РАДИОЧАСТОТНОЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В РЕЗОНАТОРЕ

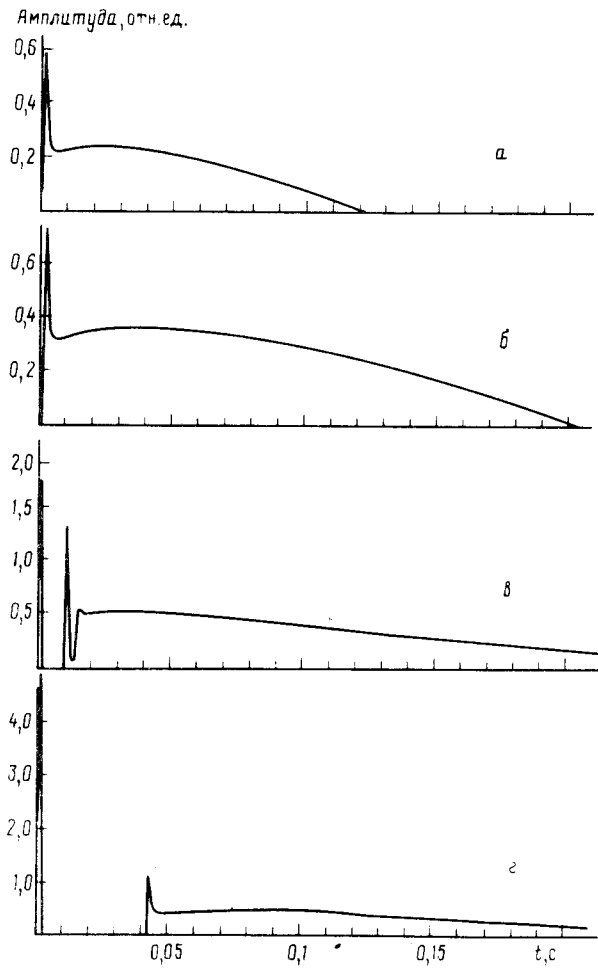
Ю.Ф.Киселев, Э.И.Алискендеров

Получены модифицированные уравнения Блоха с учетом фазово-частотной характеристики колебательного контура. Показано, что нелинейные процессы радиочастотного сверхизлучения (СИ) и мазерной генерации (МГ), а также частота генерации тесно связаны с фазовой характеристикой контура, что позволяет в эксперименте отделить эффект СИ от эффекта МГ.

В работе ¹ сообщалось об обнаружении явления радиочастотного сверхизлучения (СИ), что было подтверждено независимыми исследованиями ². В опытах ¹ высокая ядерная поляризация протонных спинов пропандиола, полученная методом динамического охлаждения, замораживалась понижением температуры решетки до 50 мК. Затем ларморовская частота ω_0 инверсно поляризованной по отношению к внешнему подмагничивающему полю H_0 спиновой системы совмещалась с резонансной частотой пассивного радиочастотного контура путем изменения H_0 , после чего в зависимости от величины начальной поляризации наблюдался либо длинный импульс мазерной генерации (МГ), либо СИ и МГ импульсы, разделенные временным интервалом. Более детальный анализ данных ¹ показывает, что с ростом модуля начальной поляризации длительность МГ импульса возрастает (рис. а, б), а длительность СИ импульса уменьшается. Как следует из расчетов Блума ³, уравнения Блоха не дают даже качественного объяснения расширению длительности МГ импульса с ростом модуля начальной поляризации. Характерной особенностью опытов ¹ является примерное равенство ширины линии ЯМР и полосы пропускания контура (около 40 кГц). Причина расхождения с экспериментом в том, что уравнения Блоха не учитывают комплексный характер импеданса радиочастотного контура, когда частота излучения не совпадает с частотой настройки контура. Пользуясь обозначениями работы ³, получим модифицированные уравнения Блоха с учетом фазово-частотной характеристики контура, которые по крайней мере качественно объясняют наблюдаемый эффект. Если H_0 направлено по оси z , а θ — угол между z и вектором намагниченности M , то его компоненты равны $M_x = M \sin \theta \cos \phi$; $M_y = -M \sin \theta \sin \phi$; $M_z = M \cos \theta$, где ϕ — угол между компонентой намагниченности в x - y -плоскости и осью x . Компоненты магнитного поля с учетом фазового сдвига φ между напряжением и током в контуре имеют вид

$$\begin{aligned} H_x &= H_1 \cos \omega t + H_r \sin(\phi - \varphi), & H_y &= -H_1 \sin \omega t + H_r \cos(\phi - \varphi), \\ H_z &= H_0, & \varphi &= \arctg[(\omega_1 L - 1/\omega_1 C) / R], \end{aligned} \quad (1)$$

где ω_1 — частота тока в контуре; L , C , R — индуктивность, емкость и активное сопротивление контура соответственно. Предполагается, что внешнее радиочастотное поле $2H_1 \cos \omega t$



Амплитуда МГ и СИ импульсов в зависимости от начальной поляризации протонов; $P = -0,18, -0,34, -0,49, -0,50$ соответственно для рис. а, б, в, г. Длительность МГ импульсов на рис. а, б в соответствии с (4) пропорциональна поляризации. Скорость изменения $H_0 = 100$ Гс/с

направлено вдоль оси x , H_y — компонента поля, создаваемая вращающейся намагниченностью $M \sin \theta$. Так как H_y пропорциональна модулю тока в контуре, то можно записать

$$H_y = kM \cos \varphi \sin \theta, \quad (2)$$

где константа k должна определяться на резонансной частоте контура при $\varphi = 0$. Вводя новые переменные $u = M_x \cos \omega t - M_y \sin \omega t = M \sin \theta \cos(\omega t - \varphi)$, $v = -M_x \sin \omega t - M_y \cos \omega t = -M \sin \theta \sin(\omega t - \varphi)$, и используя уравнения (1, 2) получаем модифицированную систему уравнений Блоха при комплексном импедансе радиочастотного контура

$$\begin{aligned} \frac{du}{d\tau} + \beta u + \delta v &= -rM_z [u \cos \varphi + v \sin \varphi], \\ \frac{dv}{d\tau} + \beta v - \delta u + M_z &= -rM_z [v \cos \varphi - u \sin \varphi], \\ \frac{dM_z}{d\tau} + \alpha M_z - v &= \alpha M_0 + r[u^2 + v^2] \cos \varphi, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\tau = \gamma H_1 t$; $\alpha = 1/\gamma H_1 T_1$; $\beta = 1/\gamma H_1 T_2$; $\delta = (\omega_0 - \omega)/\gamma H_1$; $\omega_0 = \gamma H_0$; $r = k \cos \varphi / H_1$. При $\varphi = 0$ система уравнений (3) тождественна уравнениям ³, откуда $k = 2\pi\eta Q$, где η — фактор заполнения, Q — добротность контура. Члены с r в уравнениях (3) через угол φ теперь зависят от фазово-частотной характеристики контура, что приводит к качественно

новым эффектам. Из уравнений (3) следует, что частота генерации спиновой системы, сильно связанной с пассивным резонансным контуром при $\varphi \neq 0$ не равна ларморовской частоте ω_0 . При $H_1 = 0$ имеем

$$\omega_1 = \frac{d\phi}{dt} = \omega_0 + \gamma k M_z \sin\varphi \cos\varphi. \quad (4)$$

Смещение частоты генерации означает также зависимость длительности излучения от M_z (рис. а, б). В нашем случае сдвиг частоты $\omega_0/2\pi = 2,1 \cdot 10^7$ Гц достигает 10^5 Гц, напомним что $H_0(t)$ в процессе опыта изменяется с постоянной скоростью. Модуляция H_0 приводит к девиации φ и появлению амплитудной модуляции, которая наблюдалась в работе ¹. Отметим, что сдвиг частоты генерации предсказывался еще в работе ⁴, однако этот эффект очень мал для жидкостей и нам неизвестно — было ли это смещение кем-либо ранее обнаружено. При дальнейшем возрастании начальной поляризации происходит частичный реверс намагниченности M_z (рис. в, г), вследствие чего генерация временно прекращается. Затем нереверсированная часть линии ЯМР вновь возбуждает МГ (длинные импульсы на рис. в, г). Особо отметим, что во всех обсуждаемых опытах в результате действия механизма спиновой диффузии конечная поляризация ядер уменьшается по модулю, но остается отрицательной величиной. Таким образом учет фазовой характеристики контура в уравнениях (3) позволяет обосновать метод разделения СИ от МГ по зависимости длительности излучения от величины ядерной поляризации даже, если намагниченность не изменяет свой знак. Как отмечалось в работе ¹, другими методами являются реверс полной намагниченности — в случае СИ генерации и возможность амплитудной модуляции — в случае МГ генерации. Следовательно изменение знака намагниченности, как это утверждается в работе ², вовсе не является обязательным условием для идентификации СИ.

Из уравнений (3) также следует видоизмененное условие возникновения МГ, которое является необходимым ⁵ условием и для возникновения СИ

$$T_2^{-1} = 2\pi\eta\gamma Q |M_z| \cos^2\varphi, \quad M_z < 0. \quad (5)$$

Это уравнение означает, что возникновение излучения вне полосы пропускания контура невозможно. Как показывает расчет уравнений (3), момент возникновения излучения существенно зависит от угла φ , что также не следует из известных уравнений Блоха.

Таким образом в нелинейных процессах СИ и МГ реальный пассивный контур сдвигает частоту генерации по отношению к ларморовской частоте спинов и оказывает влияние на условие самовозбуждения МГ и СИ. Модифицированные уравнения (3) могут найти важные практические приложения в связи с возможностью получения высокой поляризации в жидкостях при комнатных температурах методом химической поляризации ядер ⁶.

В заключение выражаем глубокую признательность Н.Бломбергену за интерес, проявленный к работе ¹ по обнаружению радиочастотного СИ, Н.Н.Боголюбову — за поддержку работы, А.С.Шумовскому — за полезные обсуждения, А.Ф.Прудкогляду — за разрешение использовать результаты совместного эксперимента.

Литература

1. Киселев Ю.Ф. и др. ЖЭТФ, 1988, 94, 344; Mod. Phys. Lett. B, 1988, 1, 409.
2. Бажанов Н.А. и др. ФТТ, 1989, 31, 206.
3. Влоот S. J. Appl. Phys., 1957, 28, 800.
4. Скрипов Ф.И., Альтман Э.Д. Изв. Высш. уч. зав. Радиофизика, 1962, 5, 104.
5. Киселев Ю.Ф. и др. Препринт Р17-89-441, ОИЯИ, 1989.
6. Бучаченко А.Л. и др. Магнитные и спиновые эффекты в химических реакциях. М.: Наука, 1978, гл. 2.

Поступила в редакцию

20 ноября 1989 г.