Доклады Академии наук СССР
1974. Том 217, № 6

УДК 539.166

ФИЗИКА

А. В. МИТИН

ПРОХОЖДЕНИЕ γ-ИМПУЛЬСОВ ЧЕРЕЗ РЕЗОНАНСНУЮ СРЕДУ

(Представлено академиком Е. К. Завойским 4 XII 1973)

1. В последние годы создание коротких и ультракоротких импульсов света способствовало интенсивному изучению вопросов, связанных с их распространением в усиливающей или поглощающей средах ([1]). Эти исследования, в частности, показали, что при прохождении через резонансную среду как мощных «2π-импульсов», так и слабых «0-импульсов» с длительностью короче времени релаксации среды наблюдается явление самоиндуцированной прозрачности (резкое снижение потерь при прохождении) ([2], [3]).

В этой связи представляется интересным рассмотреть прохождение через мёссбауэровскую среду коротких γ-импульсов. Получение коротких γ-импульсов может быть осуществлено различными способами. Критерием короткого импульса служит продолжительность жизни возбужденного мёссбауэровского ядра. Так, для ядер ^{57}Fe и ^{181}Ta она равна соответственно $1{,}4\cdot 10^{-7}$ и $0{,}95\cdot 10^{-6}$ сек. Недавно с помощью механического вращающегося прерывателя была экспериментально осуществлена амплитудная модуляция с частотой 6,26 Мгц для γ-излучения от ^{57}Co ([4]). По-видимому, такого рода устройство может быть использовано и для получения γ-импульсов с длительностью Δt короче продолжительности жизни мёссбауэровского ядра. Для получения γ-импульсов можно также использовать доплеровскую частотную модуляцию. Резкий ввод γ-излучения в резонанс, в котором оно находится в течение Δt, и резкий вывод из него обусловливает импульсное воздействие на резонансную среду. Кроме того, для создания импульсов поу́же с длительностью $\Delta t \geqslant \tau$ можно использовать схемы амплитудной модуляции, основанные на ядерных эффектах Фарадея и двулучепреломления ([5]).

2. Ранее было показано ([6]), что прохождение γ-излучения в мёссбауэровской среде можно описать с помощью уравнений Максвелла, осредненных по состояниям ядра и дополненных уравнениями для матрицы плотности.

Рассмотрим в предположении магнитного дипольного γ-излучения волновые уравнения для компонент напряженности магнитного поля

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \overline{H}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c}\frac{\partial^2 \overline{M}}{\partial t^2}, \tag{1}$$

$$\overline{M}(z,t) = \frac{N}{\nu} f\, \mathrm{Sp}\{\hat{\mu}\hat{\rho}(z,t)\}; \tag{2}$$

здесь $\hat{\rho}(z, t)$ — оператор матрицы плотности ядра, $\hat{\mu}$ — вектор магнитного дипольного момента ядра, f — фактор Дебая — Валлера, N/ν — число мёссбауэровских ядер в единице объема.

Эволюция γ-излучения слабой интенсивности определяется уравнениями для недиагональных элементов матрицы плотности ядра:

$$\frac{\partial \rho_{eg}(z,t)}{\partial t} = -\left[i\omega_{eg} + \frac{\Gamma}{2}\right]\rho_{eg}(z,t) - \frac{i}{\hbar}\mathscr{H}^{\gamma}_{eg}\rho^{(0)}_{g}\,; \tag{3}$$

здесь индексы e, g означают соответственно подуровни возбужденного и основного состояний ядра, $\Gamma=1/\tau$, $\rho_g^{(0)}$ — равновесные заселенности подуровней основного состояния $\hat{\mathscr{H}}^{\gamma}=-\hat{\bar{\mu}}\bar{H}$.

Магнитное поле запишем в виде

$$\bar{H}(z, t)=\bar{q}(z, t)e^{-i(\omega t-kz)}+\text{комплексно сопряженное}. \tag{4}$$

В качестве начальных и граничных условий положим

$$\rho_{eg}(z, 0)=0, \qquad \bar{H}(0, t)=\bar{H}^{(0)}(t). \tag{5}$$

Решая совместно (1) и (3) в предположении медленно изменяющихся амплитуды и фазы волны, приходим к уравнению для фурье-образа от функций $\bar{g}(z, t)$. Обобщение этого результата на случай чистого излучения мультипольности 2^L приводит к уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial z}-i\frac{\nu}{c}\right)q_p(z,\nu)=\frac{2\pi}{k^2}\frac{N}{\nu}\sum_{p'}B_{pp'}q_{p'}(z,\nu), \tag{6}$$

где когерентная амплитуда рассеяния вперед $B_{pp'}$ определяется выражением

$$B_{pp'}=\\
=\frac{f(2L+1)}{2k(1+\alpha)}\sum_{m_e,m_g}\frac{\rho_g^{(0)}(pp')^{\eta}e^{i(p-p')\varphi}d_{pM}^{(L)}(\theta)d_{p'M}^{(L)}(\theta)C^2(I_gLI_e;m_gMm_e)}{i(\omega_{eg}-\omega-\nu)+\Gamma/2}; \tag{7}$$

здесь углы θ, φ, определяют ось квантования; $p=\pm1=$ — индексы соответственно лево- или правополяризованной волны; значения $\eta=0$, 1 соответствуют магнитным или электрическим переходам, α — коэффициент внутренней конверсии.

Рассмотрим в качестве примера распространение левополяризованного γ-импульса, имеющего несущую частоту, близкую к γ-резонансу сверхтонких подуровней ядра, для которых при $\theta=0$ справедливо правило отбора $m_e-m_g=1$. Мы предполагаем, что ширина спектра импульса меньше, чем сверхтонкое расщепление ядерных подуровней.

Выбирая на границе γ-импульсы в виде

$$q_1(0,t)=h_0\left(\frac{t}{\Delta t}\right)^r e^{-t/\Delta t}U(t), \tag{8}$$

где $U(t)$ — единичная ступенчатая функция, получим выражение для резонансной интенсивности γ-излучения, прошедшего через среду:

$$I=I_0e^{-\lambda z}U(t-z/c)\exp[-\Gamma(t-z/c)]\frac{[t-(z/c)/b\cdot{}^1/_2\Gamma]^r}{(\Delta t)^{2r}}\times\\
\times\left|\sum_{n=0}\frac{(n+r)!}{n!}\left(\frac{t-r/c}{bz\cdot{}^1/_2\Gamma}\right)^{n/2}\left[i(\omega-\omega_{eg})+{}^1/_2\Gamma-\frac{1}{\Delta t}\right]^n\times\right.\\
\left.\times\begin{cases}J_{n+k}\{2[b\cdot{}^1/_2\Gamma z(t-z/c)]^{1/2}\}\\ I_{n+k}\{2[b\cdot{}^1/_2\Gamma z(t-z/c)]^{1/2}\}\end{cases}\right|^2 \tag{9}$$

где функции Бесселя, обычная и модифицированная, соответствуют случаям поглощающей и усиливающей среды, λ — коэффициент нерезонансного поглощения.

Необходимо заметить, что формула (9) для усиливающей среды справедлива лишь в ограниченной области усиления. При сильном росте интенсивности γ-излучения исходные уравнения должны быть дополнены уравнениями для заселенностей изомерных уровней ядра.

Если положить $r=0$, $\Delta t=2/\Gamma$ и пренебречь запаздыванием, то, вводя обозначения $T=\Gamma t$, $2bz=\beta$, где β — эффективная толщина поглотителя, получим выражение для интенсивности, в точности совпадающее с известной формулой временной зависимости γ-излучения, пропущенного через резонансный поглотитель ([7]).

Анализ формулы (9) показывает, что прохождение через мёссбауэровскую поглощающую среду коротких γ-импульсов с длительностью $\Delta t \leqslant 2/\Gamma$ сопровождается значительным уменьшением резонансного затухания по сравнению со стационарной γ-волной. Этому явлению можно дать то объяснение, что для коротких γ-импульсов спектр последнего будет шире, чем естественная ширина мёссбауэровской линии. На частотах вблизи резонанса происходит максимальное поглощение, тогда как на краях оно значительно слабее: в спектре импульса «выжигается дыра». Оставшаяся часть излучения проходит через среду без поглощения. Аналогичное явление наблюдалось в эксперименте по самопоглощению γ-излучения ([8]).

Таким образом, для коротких γ-импульсов с длительностью $\Delta t \leqslant 2/\Gamma$ наблюдается явление самоиндуцированной прозрачности. По-видимому, учет этого явления будет необходим при разработке идеи создания импульсного γ-лазера. Развитый нами формализм может быть также использован и для изучения влияния различного рода зависящих от времени возмущений (релаксация, переменные поля) в схеме запаздывающих временных совпадений.

Казанский физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступило
30 IX 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] *П. Г. Крюков, В. С. Летохов*, УФН, т. 99, 169 (1969). [2] *S. L. McCall, E. L. Hahn*, Phys. Rev., v. 183, 457 (1969). [3] *H. P. Grueneisen, J. Goldhar et al.*, Appl. Phys. Letters, v. 21, 559 (1972). [4] *G. R. Isaak, E. Preikchat*, Physics Letters, v. 38A, 257 (1972). [5] *A. V. Mitin*, Physics Letters, v. 34A, 213 (1971). [6] *A. V. Mitin*, Phys. Stat. Sol. (b), v. 53, 93 (1972). [7] *F. J. Lynch, R. E. Holland, M. Hammermesh*, Phys. Rev., v. 120, 513 (1960). [8] *R. L. Mössbauer, H. E. Seelbach et al.*, Physics Letters, v. 28A, 94 (1968).