

О.В. Богданов¹⁾, Я. Ван^{1,*}, П.О. Казинский²⁾

1) Томский политехнический университет, Томск, Россия

2) Томский государственный университет, Томск, Россия

*yanchzhao1@tpu.ru

Введение

- Возбуждение ядерных переходов высокой мультипольности может быть подавлено при взаимодействии плосковолновых фотонов с ядрами в сравнении с взаимодействием с закрученными фотонами. В работе [1] представлен метод получения закрученных фотонов высокой энергией.
- Энергии мультипольных переходов ядер обычно находится в диапазоне от 10 кэВ до 3 МэВ, но есть переходы и с более низкой энергией. Например, есть низкоэнергетический переход в атомном ядре ²²⁹Th равный 8 эВ. Этот переход можно использовать для создания ядерных часов, принцип действия ядерных часов представлен в работе [2].
- В работе [3] рассмотрено возбуждение ядерных мультипольных переходов закрученным фотоном. Показано, что для эффективного возбуждения мультипольных переходов закрученными фотонами в длинноволновом приближении энергия переходов в ядре должна быть $E_\gamma \leq 1$ кэВ. Представлены правила отбора при малом прицельном параметре и формула вероятности возбуждения закрученными фотонами мультипольных переходов в ядре.
- В работе [4] были представлены расчеты для ядра Th, и были получены правила отбора и вероятности перехода, аналогичные работе [3]. Были исследованы осцилляции Раби в ионах Th и ядрах Th в кристаллах CaF₂.
- Используя аналогичный метод [5] получен общий вид вероятности ядерных мультипольных переходов.
- Цель данной работы – Исследовать вероятность ядерного мультипольного перехода, возбуждаемого пучком Лагерра-Гаусса (ЛГ).

Модель: моды ЛГ и Бесселя

Моды пучков ЛГ представляет собой парааксиальное решение уравнения Гельмгольца, которое может переносить орбитальный угловой момент (ОУМ) и в общем случае описывается следующей формулой:

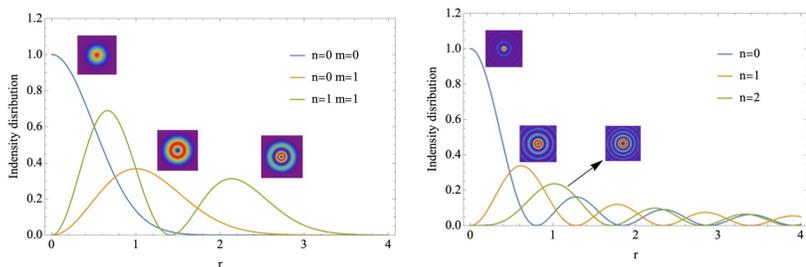
$$E_{p\ell}(r, \phi, z) = E_0 \left(\frac{r}{w(z)} \right)^{|\ell|} L_p^{|\ell|} \left(\frac{2r^2}{w(z)^2} \right) \exp \left(-\frac{r^2}{w(z)^2} \right) e^{i\ell\phi} e^{i\psi(z)}$$

$w(z)$ — ширина перетяжки пучка, p — радиальное квантовое число, ℓ — ОУМ.

Моды пучков Бесселя представляются точным решением уравнения Гельмгольца с ОУМ:

$$E(r, \phi, z) = E_0 J_\ell(k_r r) e^{i\ell\phi} e^{ik_z z}$$

k_r — перпендикулярная направлению распространения составляющая импульса фотона.



Интенсивности пучков ЛГ и пучков Бесселя в поперечном сечении

Метод: мультипольное разложение моды ЛГ

Пучок Лагерра-Гаусса можно разложить с помощью плоской волны:

$$E_{p\ell}(r, \theta, \phi) = \sum_{\ell'=\ell}^{\infty} \sum_{m=-\ell'}^{\ell'} C_{\ell'm} R_{\ell'}(r) Y_{\ell'm}(\theta, \phi)$$

$C_{\ell'm}$ — коэффициент нормировки, $R_{\ell'}$ — радиальная функция, связанная с полиномом Лагерра, $Y_{\ell'm}$ — сферическая гармоническая функция, описывающая угловое распределение.

Общий вид вероятности возбуждения пучком ЛГ мультипольного перехода:

$$P(J_i \rightarrow J_f) = \frac{\alpha R_s \pi}{8\pi^2 k_3^2 \sigma_3^2} \frac{2^{|m|}}{|m|!} \binom{|m|+n}{n} \Gamma^2 \left(\frac{1}{2} |m| + \frac{1}{2} \right) {}_2F_1^2 \left(-n, \frac{1}{2} |m| + \frac{1}{2}; |m| + 1; 2 \right) \times \int_0^{2\pi} d\phi_k d\phi'_k e^{im(\phi_k - \phi'_k)} e^{-\frac{\Delta k^2}{8\sigma_3^2}} e^{-i\Delta k b_\perp} f_\lambda(k) f_{\lambda'}(k')$$

R_s — коэффициент нормировки фотона, k_3 — радиальный импульс, σ_3 — стандартное отклонение k_3 , $f_\lambda(k)$ — модовая функция пучка ЛГ в импульсном представлении:

$$f_\lambda^{mns}(\mathbf{k}_\perp) = C_{\lambda s} \sqrt{\frac{n!}{2\pi(n+|l|)!}} \frac{e^{i\phi_k}}{\sigma_\perp} \left(\frac{k_\perp}{\sqrt{2}\sigma_\perp} \right)^{|l|} L_n^{|l|} \left(\frac{k_\perp^2}{2\sigma_\perp^2} \right) e^{-\frac{k_\perp^2}{4\sigma_\perp^2}}$$

Литература

- Bogdanov O V et al 2019 Phys. Rev. D 99, 116016
- Zhang C et al 2024 Nature 633, 63-70
- Sokolov A A, Kazinski P O 2023 Phys. At. Nucl. 87 561-569
- Kirschbaum T et al 2024 Phys. Rew. C 110, 064326
- Peshkov A A 2017 Phys. Rew. A 96 0234047
- Akhiezer A I et al, Nuclear Electrodynamics 1994

Результаты: приближение плоской волны и LG_{0m}

При малом прицельном параметре и длинноволновом приближении, формула вероятности возбуждения мультипольного перехода в ядрах пучками ЛГ:

$$P(J_i \rightarrow J_f) = \frac{\alpha R_s \pi}{(2J_i + 1) k_3^2 \sigma_3^2} \frac{2^{|m|}}{|m|!} \binom{|m|+n}{n} \Gamma^2 \left(\frac{1}{2} |m| + \frac{1}{2} \right) {}_2F_1^2 \left(-n, \frac{1}{2} |m| + \frac{1}{2}; |m| + 1; 2 \right) \times \sum_{j \geq \max(|\Delta m|, 1)} [d_{\Delta m \lambda}^j(\theta_k)]^2 \sum_{\tau=E, M} |M_j^\tau(\epsilon)|^2$$

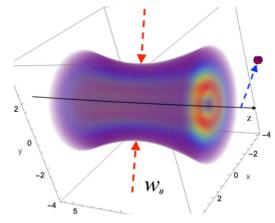
$|M_j^\tau(\epsilon)|$ — интенсивности электрических и магнитных мультипольных переходов.

Отсюда следует правило отбора перехода при $b=0$: $\Delta m = m_\gamma$

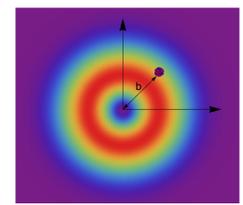
LG₀₀ можно использовать для описания плоского света. В таком пределе вероятность возбуждения согласуется с выводом, полученным [6]:

$$P(J_i \rightarrow J_f) = \frac{4\alpha\pi^2 R_s}{2J_i + 1} \sum_{j \geq 1} \sum_{\tau=E, M} |M_j^\tau(\epsilon)|^2$$

В лабораторных условиях наиболее часто используется пучки LG_{0m}. В следующем примере использованы моды LG_{0m}.



Пространственное распределение интенсивности света вблизи перетяжки пучка LG_{0m}



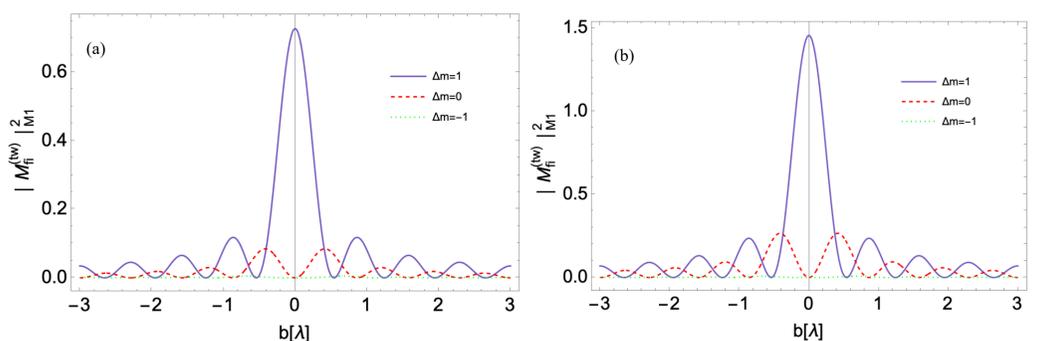
Сечение интенсивности света и прицельный параметр ядра вблизи перетяжки пучка LG_{0m}

При таких условиях k составляет менее 1 кэВ и можно достичь в лабораторных условиях. Таблица данных ядерных переходов менее 1 кэВ:

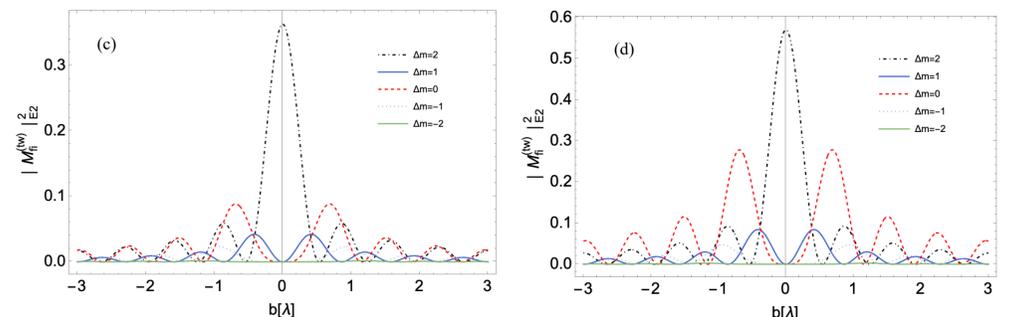
Ядро	J^π	E_γ (эВ)	Тип переходов	$T_{1/2}$	$t_{1/2}$
93Tc	(17/2)-	312	E1	2,75 ч	10 нс
229Th	(3/2)-	8	M1, E2	Долг.	/
235U	(1/2)+	76	E3	Долг.	26 мин

Пример: возбуждение мультипольного перехода в ядре ²²⁹Th

Ядро ²²⁹Th имеет высокое время жизни и минимальную энергию возбуждения 8 эВ. Он может производить колебания Раби при возбуждении вакуумным ультрафиолетом и может использоваться для создания самых точных ядерных часов. Возбуждение в основном представляет собой возбуждение M1, возбуждение E2 также может быть осуществлено с использованием закрученного света:



Вероятность M1 перехода (в единицах $m^2 s^2 W^{-1}$) ядра ²²⁹Th в зависимости от прицельного параметра b (в единицах длин волн λ). Энергия закрученного фотона 8 эВ, $m_\gamma=1$, $\lambda=1$, $\theta=\pi/4$ и приведенная вероятность $V(M1)=0,017 W$, (a) результат моды Бесселя в работе [4], (b) результат моды ЛГ.



Вероятность E2 перехода (в единицах $m^2 s^2 W^{-1}$) ядра ²²⁹Th в зависимости от прицельного параметра b (в единицах длин волн λ). Энергия закрученного фотона 8 эВ, $m_\gamma=2$, $\lambda=1$, $\theta=\pi/4$ и приведенная вероятность $V(E2)=27,04 W$, (c) результат моды Бесселя в работе [4], (d) результат моды ЛГ.

Заключение

- Представлена модель ядерных переходов, возбуждаемых пучками ЛГ.
- Проверена согласованность ядерных переходов пучками LG₀₀ и плоской волной.
- В длинноволновом приближении представлена формула для ядерного перехода возбуждаемого пучками LG_{0m} в зависимости от прицельного параметра.
- Приведено правило отбора в вероятности мультипольного перехода для малых прицельных параметров.
- Указана область применения теоретической модели.
- Рассчитаны вероятности возбуждения M1 и E2 ядер Th.
- Проведено сравнение с известными результатами ядерных мультипольных переходов, возбуждаемых пучками Бесселя и LG_{0m} вблизи оптической оси.