

Спиновая зависимость амплитуды и угловые  
распределения фотонов с линейной  
поляризацией в распаде  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ .

А.А. Кожевников

Сессия-конференция секции ядерной физики Отделения  
Физических Наук РАН, Новосибирск, 10-12 марта 2020 г.

# Содержание

- 1 Введение
- 2 Амплитуды
- 3 Угловые распределения для линейно поляризованных фотонов
- 4 Оценки асимметрии по имеющимся данным
- 5 Обсуждение и заключение

# Аннотация

Вычислены угловые распределения фотонов, линейно поляризованных по отношению к плоскости, натянутой на  $\mathbf{p}_{e^-}$  и импульс  $\phi\phi$  пары в реакции  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P) \rightarrow \gamma\phi\phi$  ( $J^P = 0^\pm, 1^\pm, 2^\pm$ ). Показано, что знак асимметрии фотонов, поляризованных в этой плоскости и ортогонально ей совпадает с сигнатурой  $P(-1)^J$  резонанса  $X$  со спин-чётностью  $J^P$  и поможет установить это квантовое число независимо от модели амплитуды  $X(J^P) \rightarrow \phi\phi$ .

- Радиационный распад  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$  интересен как возможный источник рождения **глюболов**.
- Распад исследовался на **BESIII** с целью определения свойств резонансов, распадающихся на  $\phi\phi$ . Ранее это состояние исследовалось в  $\pi N$  столкновениях и рассматривалось как сигнал рождения **глюболов** (Lindenbaum et al., 1985).
- Изучаются и другие аналогичные моды  $J/\psi \rightarrow \gamma\rho\rho$  и  $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\omega$ .

- Указывается, что спин-чётность резонанса  $X \rightarrow \phi\phi$  есть  $J^P = 0^+, 0^-, 2^+$  (BESIII Collab. and PDG).
- Однако для состояний с  $m_X < m_{\eta_c}$  не исключён и спин единица, поскольку распад на  $\gamma\gamma$ , запрещающий  $J = 1$ , отмечен только для  $f_2(2300)$ .
- Существенно, что  $J^{PC} = 1^{-+}$  запрещено в  $q\bar{q}$  модели и является **явно экзотическим**.
- Определение чётности резонансов с одинаковыми спинами важно для установления их природы.

- Ранее указывалось, что мода  $\phi\phi$  может быть полезна для определения чётности через аналог теста Янга, измеряя распределение по углу между плоскостями  $K^+$ ,  $K^-$  из распада  $\phi \rightarrow K^+K^-$  (Chang and Nelson, 1979; Trueman 1978).
- Но в тесте Янга плоскости  $e^+e^-$  пар из цепочки переходов  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $\gamma \rightarrow e^+e^-$  хорошо различимы, тогда как  $\phi$  мезоны из  $X \rightarrow \phi\phi$  медленны. Поэтому имеется сильная интерференция амплитуд с перестановками  $M(X \rightarrow \phi\phi \rightarrow K_{p_1}^+ K_{p_2}^- K_{p_3}^+ K_{p_4}^-)$ ,  $p_1 \leftrightarrow p_3$ ,  $p_2 \leftrightarrow p_4$ , так что невозможно связать плоскость  $K^+K^-$  с конкретным  $\phi$  мезоном.

- Возможный выход из положения, предложенный **Chang and Nelson, 1979**, состоял в предложении измерять определённые корреляции между импульсами и фотонной поляризацией в реакции  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \gamma X \rightarrow \gamma\phi\phi$  с линейно поляризованными фотонами.
- В докладе рассмотрен альтернативный подход, основанный на расчёте асимметрии угловых распределений линейно поляризованных фотонов в реакции  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P) \rightarrow \gamma\phi\phi$ . Будет показано, что при конкретном выборе плоскостей распада и поляризации знак асимметрии совпадает с сигнатурой  $P_X(-1)^{J_X}$ .

## Обозначения

- Векторы поляризации  $\xi$ ,  $\xi_1$ ,  $\xi_2$  для  $J/\psi$  и  $\phi$  в их системах покоя;  $e_\mu = (0, \mathbf{e})$  4-вектор поляризации фотона.
- Энергии и импульсы:  $q = (q_0, \mathbf{q})$  для  $X$ -резонанса,  $\mathbf{k} = |\mathbf{k}|\mathbf{n}$  для фотона;

$$q_0 = \frac{m_{J/\psi}^2 + m_{12}^2}{2m_{J/\psi}},$$

$$\mathbf{q} = -\mathbf{k} = -\mathbf{n} \frac{m_{J/\psi}^2 - m_{12}^2}{2m_{J/\psi}},$$

$m_{12}$ - инвариантная масса  $\phi\phi$  системы.



- **Энергия-импульс** одного из  $\phi$  мезонов в  $\phi\phi$  ц.м.с.:

$$k_{10}^* = \frac{1}{2}m_{12},$$

$$k_1^* = \frac{n_1}{2} \sqrt{m_{12}^2 - 4m_\phi^2},$$

$n_1$  задаёт направление  $\phi$  мезона в этой системе.

- Предполагается, что двухступенчатый переход  $J/\psi \rightarrow \gamma X$ ,  $X \rightarrow \phi\phi$  является доминирующим механизмом распада  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ .

## Сумма по поляризациям

За основу берутся инвариантные амплитуды  $M_{J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P)}^{(\lambda_X)}$  и  $M_{X(J^P) \rightarrow \phi\phi}^{(\lambda_X)}$ , выраженные через векторы (тензоры) поляризации в системе покоя. При получении  $M_{J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P) \rightarrow \gamma\phi\phi}$  применяется правило суммирования по поляризациям:

- Спин 1:

$$\sum_{\lambda_X} \xi_i^{(\lambda_X)} \xi_j^{(\lambda_X)} = \delta_{ij}.$$

- Спин 2:

$$\sum_{\lambda_X} t_{ij}^{(\lambda_X)} t_{kl}^{(\lambda_X)} = \frac{1}{2}(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\delta_{kl} \equiv \Pi_{ij,kl}.$$

- Амплитуды представляются в терминах спиральных амплитуд  $M_{\lambda_{J/\psi}, \lambda_\gamma, \lambda_X}^{(J^P)}$  распада  $J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P)$  и в терминах амплитуд распада  $X(J^P) \rightarrow \phi\phi$ ,  $f_{SL}^{(J^P)}$ , с данными спином  $S$  и орбитальным моментом  $L$  системы  $\phi\phi$ .
- Правило отбора по спиральности  $\lambda_{J/\psi} = \lambda_\gamma - \lambda_X$  допускает одну спиральную амплитуду  $M_{1,1,0}^{(0^\pm)}$  для спина 0, две,  $M_{1,1,0}^{(1^\pm)}$  и  $M_{0,1,1}^{(1^\pm)}$  для спина 1 и три,  $M_{1,1,0}^{(2^\pm)}$ ,  $M_{0,1,1}^{(2^\pm)}$  и  $M_{-1,1,2}^{(2^\pm)}$  для спина 2 и выше.
- Ещё обозначения:  $M^{(J^P)} \equiv M_{J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P) \rightarrow \gamma\phi\phi}$ ,

$$D_{X(J^P)}(m_{12}^2) = m_{X(J^P)}^2 - m_{12}^2 - im_{12}\Gamma_{X(J^P)}(m_{12})$$

обратный пропагатор.

## Спин 0

- $J^P = 0^+$ :

$$M^{(0^+)} = \frac{M_{1,1,0}^{(0^+)}(\boldsymbol{\xi}\mathbf{e})}{D_{X(0^+)}(m_{12}^2)} \left[ f_{00}^{(0^+)} \delta_{ab} + f_{22}^{(0^+)} n_{1a} n_{1b} \right] \xi_{1a} \xi_{1b}.$$

- $J^P = 0^-$ :

$$M^{(0^-)} = \frac{iM_{1,1,0}^{(0^-)} f_{11}^{(0^-)}}{D_{X(0^-)}(m_{12}^2)} (\boldsymbol{\xi}[\mathbf{e} \times \mathbf{n}])_{abc} n_{1c} \xi_{1a} \xi_{2b}.$$

## Спин 1

- $J^P = 1^+$ :

$$M^{(1+)} = \frac{f_{22}^{(1+)}}{D_{X(1+)}(m_{12}^2)} \left\{ M_{1,1,0}^{(1+)}(\boldsymbol{\xi}[\mathbf{e} \times \mathbf{n}])n_c - M_{0,1,1}^{(1+)}(\boldsymbol{\xi}\mathbf{n})[\mathbf{e} \times \mathbf{n}]_c \right\} (e_{cad}n_{1b} + e_{cbd}n_{1a}) \times n_{1d}\xi_{1a}\xi_{1b},$$

- $J^P = 1^-$ :

$$M^{(1-)} = \frac{f_{11}^{(1-)}}{D_{X(1-)}(m_{12}^2)} \left\{ M_{1,1,0}^{(1-)}(\boldsymbol{\xi}\mathbf{e})[\mathbf{n} \times \mathbf{n}_1]_c - M_{0,1,1}^{(1-)}(\boldsymbol{\xi}\mathbf{n})[\mathbf{e} \times \mathbf{n}_1]_c \right\} e_{abc}\xi_{1a}\xi_{1b}.$$

$$J^P = 2^+$$

- $J^P = 2^+$ :

$$\begin{aligned}
 M^{(2^+)} = & \left\{ \frac{1}{2} \left( \sqrt{6} M_{1,1,0}^{(2^+)} - M_{-1,1,2}^{(2^+)} \right) (\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{e}) n_i n_j - \right. \\
 & \left. M_{-1,1,2}^{(2^+)} \xi_{\perp i} e_j - \sqrt{2} M_{0,1,1}^{(2^+)} (\boldsymbol{\xi} \cdot \mathbf{n}) e_i n_j \right\} \times \\
 & \left[ f_{20}^{(2^+)} \delta_{ka} \delta_{lb} + f_{02}^{(2^+)} \delta_{ab} n_{1k} n_{1l} + \right. \\
 & f_{22}^{(2^+)} (n_{1a} \delta_{kb} + n_{1b} \delta_{ka}) n_{1l} + \\
 & \left. f_{24}^{(2^+)} n_{1a} n_{1b} n_{1k} n_{1l} \right] \frac{\Pi_{ij,kl} \xi_{1a} \xi_{2b}}{D_{X(2^+)}(m_{12}^2)}.
 \end{aligned}$$

$$J^P = 2^-$$

- $J^P = 2^-$ :

$$\begin{aligned}
 M^{(2^-)} = & i \left\{ \sqrt{2} M_{0,1,1}^{(2^-)}(\boldsymbol{\xi} \mathbf{n}) [\mathbf{n} \times \mathbf{e}]_i n_j + \sqrt{\frac{3}{2}} M_{1,1,0}^{(2^-)} \times \right. \\
 & (\mathbf{n} [\boldsymbol{\xi}_\perp \times \mathbf{e}])_i n_j + \frac{1}{2} M_{-1,1,2}^{(2^-)} (\boldsymbol{\xi}_\perp)_i [\mathbf{n} \times \mathbf{e}]_j + \\
 & \left. [\mathbf{n} \times \boldsymbol{\xi}]_i e_j \right\} \left( f_{11}^{(2^-)} e_{kab} + f_{13}^{(2^-)} e_{abc} n_{1c} n_{1k} \right) \times \\
 & \frac{\Pi_{ij,kl} n_{1l}}{D_{\chi(2^+)}(m_{12}^2)} \times \xi_{1a} \xi_{2b}.
 \end{aligned}$$

## (Не)когерентность амплитуд

Полная амплитуда:  $M_{J/\psi \rightarrow \gamma \phi \phi} = \sum M^{(J^P)}$ . Плотность вероятности

$$\frac{dw}{dm_{12} d\Omega_n} \propto \int d\Omega_{\mathbf{n}_1} \sum_{\lambda_1 \lambda_2} |M_{J/\psi \rightarrow \gamma \phi \phi}|^2.$$

- После суммирования по  $\lambda_{1,2}$ , но при фиксированном  $\mathbf{n}_1$ , вылетают интерференционные члены с разной чётностью.
- Пока не исчезают  $(0^+ - 2^+)$ ,  $(0^- - 2^-)$ ,  $(1^- - 2^-)$  и  $(1^+ - 2^+)$ .
- Из них  $(0^+ - 2^+)$  и  $(0^- - 2^-)$  интерференции  $\propto n_{1k} n_{1l} - \delta_{kl}/3$  и вылетают после интегрирования по  $\int d\Omega_{\mathbf{n}_1}$ , т.к.  $\langle n_{1i} n_{1j} \rangle = \delta_{ij}/3$ .



- Интерференция  $(1^+ - 2^+)$  пропорциональна  $\propto (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n}_1)n_k n_{1l} - (\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_1)e_k n_{1l}$ . После суммирования по поляризациям  $\phi$  и интегрирования по  $\mathbf{n}_1$  она сводится к  $e_k n_{1l} - e_n n_k$  и вылетает после умножения на  $\Pi_{ij,kl}$ .
- Интерференция  $(1^- - 2^-)$  содержит члены  $[\mathbf{n} \times \mathbf{n}_1]_k n_{1l}$  и  $[\mathbf{e} \times \mathbf{n}_1]_k n_{1l}$ , которые сводятся к  $\epsilon_{akl} n_a$  и  $\epsilon_{akl} e_a$  после интегрирования по  $\mathbf{n}_1$ , после чего вылетают из-за умножения на  $\Pi_{ij,kl}$ .
- **Итог:** после суммирования по поляризациям  $\phi$  мезонов и интегрирования по углу их вылета **плотность вероятности  $dw/dm_{12}d\Omega_n$  представляется как некогерентная сумма вкладов с разными квантовыми числами.**

- Угловое распределение фотонов:

$$\frac{d\Gamma_{J/\psi \rightarrow \gamma X \rightarrow \gamma \phi \phi}}{d\Omega_\gamma} = \frac{1}{\pi} \int_{4m_\phi^2}^{m_{J/\psi}^2} \frac{m_{12} \Gamma_{X \rightarrow \phi \phi}(m_{12}^2)}{|D_X(m_{12}^2)|^2} \times$$

$$\frac{d\Gamma_{J/\psi \rightarrow \gamma X}}{d\Omega_\gamma} dm_{12}^2 \equiv \left\langle \frac{d\Gamma_{J/\psi \rightarrow \gamma X}}{d\Omega_\gamma} \right\rangle.$$

- Оно выражается через среднее по спектру от квадрата модуля спиральных амплитуд распада  $J/\psi \rightarrow \gamma X$ :

$$a_{\lambda_{J/\psi}, \lambda_\gamma, \lambda_X}^{(JP)} \equiv \frac{1}{\pi} \int_{4m_\phi^2}^{m_{J/\psi}^2} \frac{m_{12} \Gamma_{X^{(JP)} \rightarrow \phi \phi}(m_{12}^2)}{|D_{X^{(JP)}}(m_{12}^2)|^2} \times$$

$$\left| M_{\lambda_{J/\psi}, \lambda_\gamma, \lambda_X}^{(JP)} \right|^2 |\mathbf{k}| dm_{12}^2.$$

Система координат для реакции  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ :

- Электроны- вдоль  $z$ , плоскость, натянутая на векторы импульсов  $(\mathbf{p}_{e^-}, \mathbf{k})$  это плоскость  $xz$ . Тогда направление фотона  $\mathbf{n} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}| = (\sin\theta_\gamma, 0, \cos\theta_\gamma)$ .
- Векторы линейной поляризации в этой системе:

$$\mathbf{e}_1 = (0, 1, 0),$$

$$\mathbf{e}_2 = (-\cos\theta_\gamma, 0, \sin\theta_\gamma).$$

- $\mathbf{e}_1$  ортогонален плоскости реакции  $(\mathbf{p}_{e^-}, \mathbf{k})$ ,  $\mathbf{e}_2$  лежит в этой плоскости.
- Сумма по поляризациям  $J/\psi$ :

$$\sum_{\lambda_{J/\psi}=\pm 1} \xi_i^{(\lambda_{J/\psi})} \xi_j^{(\lambda_{J/\psi})} = \delta_{ij} - \delta_{i3}\delta_{j3}.$$

## Спин 0

Угловые распределения  $\frac{d\Gamma(J^P)}{d\Omega_\gamma} \equiv \frac{d\Gamma_{J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P) \rightarrow \gamma \phi \phi}}{d\Omega_\gamma}$  нормируются к ширине:

- $J_X^{P_X} = 0^+$ :

$$\frac{d\Gamma(0^+)}{d\Omega_\gamma} = Ba_{1,1,0}^{(0^+)} \begin{cases} 1, & \mathbf{e} = \mathbf{e}_1, \\ \cos^2 \theta_\gamma, & \mathbf{e} = \mathbf{e}_2. \end{cases}$$

- $J_X^{P_X} = 0^-$ :

$$\frac{d\Gamma(0^-)}{d\Omega_\gamma} = Ba_{1,1,0}^{(0^-)} \begin{cases} \cos^2 \theta_\gamma, & \mathbf{e} = \mathbf{e}_1, \\ 1, & \mathbf{e} = \mathbf{e}_2. \end{cases}$$

$$B = 1/(8\pi m_{J/\psi})^2.$$

## Спин 1

- $J_X^{P_X} = 1^+$ :

$$\frac{d\Gamma^{(1+)}}{d\Omega_\gamma} = B \begin{cases} a_{1,1,0}^{(1+)} \cos^2 \theta_\gamma + a_{0,1,1}^{(1+)} \sin^2 \theta_\gamma, & \mathbf{e} = \mathbf{e}_1, \\ a_{1,1,0}^{(1+)} + a_{0,1,1}^{(1+)} \sin^2 \theta_\gamma, & \mathbf{e} = \mathbf{e}_2. \end{cases}$$

- $J_X^{P_X} = 1^-$ :

$$\frac{d\Gamma^{(1-)}}{d\Omega_\gamma} = B \begin{cases} a_{1,1,0}^{(1-)} + a_{0,1,1}^{(1-)} \sin^2 \theta_\gamma, & \mathbf{e} = \mathbf{e}_1, \\ a_{1,1,0}^{(1-)} \cos^2 \theta_\gamma + a_{0,1,1}^{(1-)} \sin^2 \theta_\gamma, & \mathbf{e} = \mathbf{e}_2. \end{cases}$$

## Спин 2

- $J_X^{Px} = 2^+$ :

$$\frac{d\Gamma^{(2+)}}{d\Omega_\gamma} = B \left[ a_{0,1,1}^{(2+)} \sin^2 \theta_\gamma + \frac{1}{2} a_{-1,1,2}^{(2+)} (1 + \cos^2 \theta_\gamma) + a_{1,1,0}^{(2+)} \times \begin{cases} 1, & \mathbf{e} = \mathbf{e}_1, \\ \cos^2 \theta_\gamma, & \mathbf{e} = \mathbf{e}_2 \end{cases} \right].$$

- $J_X^{Px} = 2^-$ :

$$\frac{d\Gamma_1^{(2^-)}}{d\Omega_\gamma} = B \left[ a_{0,1,1}^{(2^-)} \sin^2 \theta_\gamma + \left( a_{1,1,0}^{(2^-)} + \frac{1}{4} a_{-1,1,2}^{(2^-)} \right) \cos^2 \theta_\gamma + \frac{1}{4} a_{-1,1,2}^{(2^-)} (2 + \cos^2 \theta_\gamma) \right],$$

$$\frac{d\Gamma_2^{(2^-)}}{d\Omega_\gamma} = B \left[ a_{0,1,1}^{(2^-)} \sin^2 \theta_\gamma + a_{1,1,0}^{(2^-)} + \frac{1}{4} a_{-1,1,2}^{(2^-)} + \frac{1}{4} a_{-1,1,2}^{(2^-)} (2 + \cos^2 \theta_\gamma - \sin^2 \theta_\gamma) \right].$$

# Асимметрия

- Асимметрия угловых распределений линейно поляризованных фотонов в реакции  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \gamma X(J_X^{P_X}) \rightarrow \gamma\phi\phi$ :

$$A^{(J^P)}(\theta_\gamma) = \left( \left\langle \frac{d\Gamma_{J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P)}^{(1)}}{d\Omega_\gamma} \right\rangle - \left\langle \frac{d\Gamma_{J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P)}^{(2)}}{d\Omega_\gamma} \right\rangle \right) \times \left( \left\langle \frac{d\Gamma_{J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P)}^{(1)}}{d\Omega_\gamma} \right\rangle + \left\langle \frac{d\Gamma_{J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P)}^{(2)}}{d\Omega_\gamma} \right\rangle \right)^{-1}.$$



- Асимметрия для  $X \rightarrow \phi\phi$  резонансов с разной спин-чётностью:

$$A^{(0^\pm)}(\theta_\gamma) = \pm \frac{\sin^2 \theta_\gamma}{1 + \cos^2 \theta_\gamma},$$

$$A^{(1^\mp)}(\theta_\gamma) = \pm a_{1,1,0}^{(1^\mp)} \sin^2 \theta_\gamma \left[ a_{1,1,0}^{(1^\mp)} (1 + \cos^2 \theta_\gamma) + 2a_{0,1,1}^{(1^\mp)} \sin^2 \theta_\gamma \right]^{-1},$$

$$A^{(2^\pm)}(\theta_\gamma) = \pm a_{1,1,0}^{(2^\pm)} \sin^2 \theta_\gamma \left[ \left( a_{1,1,0}^{(2^\pm)} + a_{-1,1,2}^{(2^\pm)} \right) \times (1 + \cos^2 \theta_\gamma) + 2a_{0,1,1}^{(2^\pm)} \sin^2 \theta_\gamma \right]^{-1}.$$

- Знак асимметрии совпадает с сигнатурой  $\sigma_X = P_X(-1)^{J_X}$ .

- **BESIII Collab.** изучала реакцию  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \gamma X(J^P) \rightarrow \gamma\phi\phi$ . Был проведён парциально-волновой анализ с включением только резонансов  $0^\pm$  и  $2^+$ .
- Константы связи и другие необходимые численные параметры ранее были найдены в работе **A.A.K., Phys. Rev. D99, 014019 (2019)**.
- Для случая бесспиновых резонансов асимметрия равна

$$A^{(0^++0^-)}(\theta_\gamma) = \frac{\sin^2 \theta_\gamma}{1 + \cos^2 \theta_\gamma} \times \frac{N^{0^+} - N^{0^-}}{N^{0^+} + N^{0^-}} = -\frac{0.84 \sin^2 \theta_\gamma}{1 + \cos^2 \theta_\gamma}.$$

Нет зависимости от динамических деталей для спина 0.

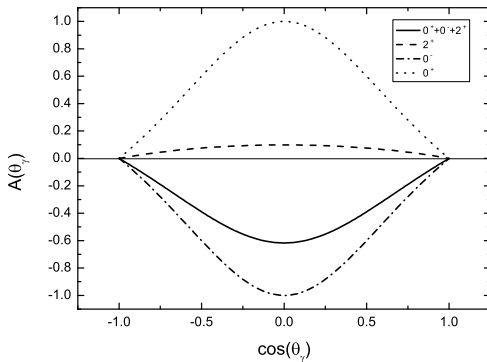
- Для суммы резонансов  $X(0^-)$ ,  $X(0^+)$ ,  $X(2^+)$ :

$$A(\theta_\gamma) = \sin^2 \theta_\gamma \left( N^{(0^+)} - N^{(0^-)} + \frac{\mathcal{N} a_{1,1,0}^{(2+)}}{12\pi m_{J/\psi}^2} \right) \times$$

$$\left\{ (1 + \cos^2 \theta_\gamma) \left[ N^{(0^+)} + N^{(0^-)} + \frac{\mathcal{N}}{12\pi m_{J/\psi}^2} \times \right. \right.$$

$$\left. \left. \left( a_{1,1,0}^{(2+)} + a_{-1,1,2}^{(2+)} \right) \right] + \frac{\mathcal{N} a_{0,1,1}^{(2+)}}{6\pi m_{J/\psi}^2} \sin^2 \theta_\gamma \right\}^{-1} .$$

- Результаты вычислений с параметрами из подгонки  $\phi\phi$  спектров в реакции  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ :



Некоторые числа:

- Максимальная величина для спина 2:

$$A_{\max}^{(2+)} = \frac{a_{1,1,0}^{(2+)}}{a_{1,1,0}^{(2+)} + a_{-1,1,2}^{(2+)} + 2a_{0,1,1}^{(2+)}} = 0.10 \pm 0.02.$$

- Интегральная (по всем углам) асимметрия для спина 2,

$$A_{\text{int}}^{(2+)} = (\Gamma_1 - \Gamma_2)/(\Gamma_1 + \Gamma_2):$$

$$A_{\text{int}}^{(2+)} = \frac{1}{2} \times \frac{a_{1,1,0}^{(2+)}}{a_{1,1,0}^{(2+)} + a_{-1,1,2}^{(2+)} + a_{0,1,1}^{(2+)}} = 0.07 \pm 0.01,$$

- Для резонанса со спином 0  $A_{\text{int}}^{(0\pm)} = \pm 1/2$ .

- Метод измерения линейной поляризации фотонов, основанный на измерении корреляции их поляризации с плоскостью рождения  $e^+e^-$  пар в поле тяжёлых ядер был предложен в работах Berlin and Madansky, Phys. Rev. **78**, 623 (1950); Wick, Phys. Rev. **81**, 467 (1951).
- Детальное исследование проведено в работах Olsen and Maximon, Phys. Rev. **114**, 887 (1959); Maximon and Olsen, Phys. Rev. **126**, 310 (1962). Показано, что электроны имеют предпочтение испускаться в плоскости поляризации фотонов.

- Нужно регистрировать  $e^+e^-$  пары, рождённые вдали от места взаимодействия от фотонов из распада  $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ . Измеренные импульсы  $e^+e^-$  определяют плоскость их рождения. Полный импульс должен совпадать с импульсом  $\phi\phi$  пары. Предпочтительное испускание электронов в плоскости, ортогональной (параллельной) плоскости  $(\mathbf{p}_{e^-}, \mathbf{k})$  указывало бы на состояние линейной поляризации, соответственно,  $\mathbf{e}_1$  ( $\mathbf{e}_2$ ).

## Выводы:

- Для реакции  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \rightarrow \gamma X \rightarrow \gamma\phi\phi$  вычислены угловые распределения фотонов, линейно поляризованных в плоскости реакции и перпендикулярно ей и их асимметрия.
- Знак асимметрии не зависит от модели распада  $X \rightarrow \phi\phi$  и совпадает с сигнатурой резонанса  $\sigma_X = P_X(-1)^{J_X}$ .
- Для резонансов, включённых в парциально-волновой анализ вычислена величина асимметрии.
- Определение сигнатуры по асимметрии угловых распределений может быть дополнением к стандартному парциально-волновому анализу, поскольку даёт качественное указание на значение сигнатуры.



- Детали вычислений, в частности, выражения для  $M_{\lambda_{J/\psi}, \lambda_\gamma, \lambda_X}^{(J^P)}$  и  $f_{SL}^{(J^P)}$  через инвариантные амплитуды, ширины и т.д. даны в работе *Eur. Phys. Journ. A (Particles and Nuclei)* **55**, 155 (2019).