

## ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s} = 1.07\text{--}2$ ГэВ

© 2023 г. М. Н. Ачасов<sup>1),2)</sup>, А. Ю. Барняков<sup>1)</sup>, К. И. Белобородов<sup>1),2)</sup>, А. В. Бердюгин<sup>1),2)\*</sup>, А. Г. Богданчиков<sup>1)</sup>, А. А. Ботов<sup>1)</sup>, В. С. Денисов<sup>1)</sup>, Т. В. Димова<sup>1),2)</sup>, В. П. Дружинин<sup>1),2)</sup>, Л. Б. Фомин<sup>1)</sup>, А. Г. Харламов<sup>1),2)</sup>, Л. В. Кардапольцев<sup>1),2)</sup>, А. Н. Кирпотин<sup>1)</sup>, И. А. Кооп<sup>1),2)</sup>, А. А. Король<sup>1),2)</sup>, Д. П. Коврижин<sup>1)</sup>, А. П. Крюков<sup>1)</sup>, А. С. Купич<sup>1),2)</sup>, Н. А. Мельникова<sup>1),2)</sup>, Н. Ю. Мучной<sup>1),2)</sup>, А. Е. Образовский<sup>1)</sup>, Е. В. Пахтусова<sup>1)</sup>, Е. А. Переведенцев<sup>1),2)</sup>, К. В. Пугачев<sup>1),2)</sup>, Ю. А. Роговский<sup>1),2)</sup>, С. И. Средняков<sup>1),2)</sup>, З. К. Силагадзе<sup>1),2)</sup>, И. К. Сурин<sup>1)</sup>, М. В. Тимошенко<sup>1)</sup>, Ю. В. Усов<sup>1)</sup>, В. Н. Жабин<sup>1),2)</sup>, В. В. Жуланов<sup>1)</sup>, И. М. Землянский<sup>1)</sup>, Ю. М. Шатунов<sup>1)</sup>, Д. А. Штоль<sup>1)</sup>, Э. А. Эминов<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 19.06.2023 г.; после доработки 06.07.2023 г.; принята к публикации 06.07.2023 г.

Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  измерено в интервале энергии в системе центра масс от 1.07 до 2.00 ГэВ в канале распада  $\eta \rightarrow 3\pi^0, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Анализировались данные с интегральной светимостью 242 пбн<sup>-1</sup>, накопленные в эксперименте с детектором СНД на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2000.

DOI: 10.31857/S0044002723060065, EDN: OVDNPR

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Радиационные распады являются одним из лучших инструментов для исследования внутренней структуры адронов. Для легких векторных мезонов изучение этих распадов проводится уже более 50 лет. Вероятности распадов резонансов  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$  в конечное состояние  $\eta\gamma$  в настоящее время измерены с точностью 7%, 9% и 2% соответственно. Причем в случае  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов величина ошибки до сих пор определяется статистикой. Наиболее точные измерения распадов  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi \rightarrow \eta\gamma$  были сделаны в экспериментах СНД [1] и КМД-2 [2] на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2М.

В  $e^+e^-$ -экспериментах непосредственно измеряемой величиной является сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ . Вероятности распадов можно определить при аппроксимации сечения суммой вкладов векторных резонансов. При анализе данных с ВЭПП-2М было выяснено, что модельные ошибки вероятностей распадов  $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi \rightarrow \eta\gamma$ , связанные с неопределенностью вкладов возбужденных векторных состояний, достигают нескольких процентов [1]. Для устранения этой неопределенности

требуется, в частности, измерение сечения  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  при энергиях в системе центра масс  $\sqrt{s}$  по крайней мере до 2 ГэВ.

Измерение при  $\sqrt{s} = 1.05\text{--}2$  ГэВ важно и само по себе. Из него можно извлечь вероятности радиационных распадов возбужденных векторных мезонов  $\rho(1450)$ ,  $\rho(1700)$  и  $\phi(1680)$ . В этой энергетической области, кроме обычных векторных  $q\bar{q}$ -состояний, возможно рождение экзотических гибридных (кварк–антикварк–глюон) мезонов. Поскольку гибридные состояния могут смешиваться с обычными двухкварковыми состояниями, их идентификация является сложной экспериментальной задачей, требующей детального анализа всех имеющих мод распада. Радиационные распады, вероятности которых относительно неплохо предсказываются в рамках кварковой модели, могут оказаться ключевыми для идентификации векторных гибридных состояний [3].

В настоящей работе мы представляем измерение сечения  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  в диапазоне энергии  $\sqrt{s} = 1.07\text{--}2.00$  ГэВ в эксперименте с детектором СНД на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2000 [4]. Используется статистика с интегральной светимостью около 242 пбн<sup>-1</sup>, накопленная с 2010 по 2021 г. Результаты измерения процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  в этом диапазоне энергии, полученные СНД по данным 2010–2012 гг. с интегральной светимостью

<sup>1)</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

<sup>2)</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

\*E-mail: A.V.Berdyugin@inp.nsk.su

около  $36 \text{ пбн}^{-1}$ , были опубликованы в работе [5]. За прошедшее с этой публикации время в экспериментах СНД, КМД-3 и BABAR были уточнены сечения фоновых процессов  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0$  [6, 7] и  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0 \pi^0$  [6] и впервые измерены сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow \eta \pi^0 \gamma$  [8, 9],  $e^+e^- \rightarrow \eta \eta \gamma$  [8, 10],  $e^+e^- \rightarrow \omega \eta \pi^0$  [11–13] и  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \eta$  [6]. Эти данные используются в новом анализе.

## 2. ДЕТЕКТОР И ЭКСПЕРИМЕНТ

Во время экспериментов энергетический интервал 1.05–2.00 ГэВ сканировался несколько раз с шагом 20–25 МэВ. В данном анализе из-за малости статистики мы в качестве результата приводим значения сечения, усредненные по 14 энергетическим интервалам, перечисленным в табл. 1.

Детальное описание детектора СНД дано в работах [14]. Это немагнитный детектор, основной частью которого является трехслойный сферический электромагнитный калориметр на основе кристаллов NaI(Tl). Телесный угол калориметра составляет 95% от  $4\pi$ . Его энергетическое разрешение для фотонов равно  $\sigma_E/E = 4.2\% / \sqrt{E(\text{ГэВ})}$ , а угловое — около  $1.5^\circ$ . Углы и точка вылета заряженных частиц измеряются в трековой системе, состоящей из девятислойной дрейфовой камеры и пропорциональной камеры со съемом сигналов с катодных полосок. Телесный угол трековой системы составляет 94% от  $4\pi$ .

Основными модами распада  $\eta$ -мезона являются  $2\gamma$  (39%),  $3\pi^0$  (33%) и  $\pi^+\pi^-\pi^0$  (23%). Фон от процессов  $e^+e^- \rightarrow 3\gamma$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0$ , существенно превышающий эффект в энергетическом диапазоне 1.07–2.00 ГэВ, затрудняет использование мод распада  $\eta \rightarrow 2\gamma$  и  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . В данной работе процесс  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  изучается в канале распада  $\eta \rightarrow 3\pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , имеющем семь фотонов в конечном состоянии. Поскольку конечное состояние для изучаемого процесса не содержит заряженных частиц, для нормировки также был выбран процесс без заряженных частиц  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . В результате такой нормировки сокращаются систематические неопределенности, связанные с аппаратным отбором событий в системе первичного триггера, а также неопределенности, возникающие из-за наложений на изучаемые события фоновых пучковых заряженных треков. Точность измерения светимости по процессу  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  равна 2.2% [15].

## 3. УСЛОВИЯ ОТБОРА

Фоновыми процессами являются  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow \eta\eta\gamma$ ,  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \omega\eta\pi^0$  с распадами  $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ ,  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  и  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ . Также вклад в фон дают процессы с рождением нейтральных каонов  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ ,  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0$ ,  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0 \pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \eta$  с распадом  $K_S \rightarrow 2\pi^0$ .

Из вышеперечисленных процессов только  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$  и  $\omega\eta\pi^0$  имеют семь фотонов в конечном состоянии. В процессах с  $K_L$ -мезоном дополнительные фотоны могут реконструироваться при ядерном взаимодействии  $K_L$  с веществом калориметра или его распаде. Также дополнительные фотоны образуются из-за расщепления электромагнитного ливня в калориметре, излучения фотонов на большой угол начальными частицами и наложения пучкового фона.

Отбор событий осуществлялся в две стадии. Вначале отбираются события, в которых зарегистрировано семь или более фотонов и нет заряженных частиц, со следующими условиями на полное энергосодержание в калориметре  $E_{\text{tot}}$  и суммарный импульс события  $P_{\text{tot}}$ , вычисленный по энергосодержаниям в кристаллах калориметра

$$0.7 < E_{\text{tot}}/\sqrt{s} < 1.2, \quad (1)$$

$$P_{\text{tot}}/\sqrt{s} < 0.3, \quad E_{\text{tot}}/\sqrt{s} - P_{\text{tot}}/\sqrt{s} > 0.7.$$

Для отобранных событий проводится кинематическая реконструкция, использующая измеренные углы, энергии фотонов, законы сохранения энергии–импульса и предположения о наличии промежуточных  $\pi^0$ -мезонов. В результате реконструкции уточняются энергии фотонов и вычисляется  $\chi^2$  для используемой кинематической гипотезы. Проверяются две гипотезы:

$$e^+e^- \rightarrow 3\pi^0\gamma (\chi_{3\pi^0\gamma}^2),$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma (\chi_{\pi^0\pi^0\gamma}^2).$$

В гипотезе  $e^+e^- \rightarrow 3\pi^0\gamma$  в качестве фотона отдачи выбирается фотон с максимальной энергией. Из остальных шести фотонов строятся  $\pi^0$ -мезоны. При наличии в событии большего числа фотонов по сравнению с требованием гипотезы перебираются все возможные пяти(семи)-фотонные комбинации и выбирается комбинация с минимальным значением  $\chi_{\pi^0\pi^0\gamma}^2$  ( $\chi_{3\pi^0\gamma}^2$ ).

Дальнейший отбор событий проводится по следующим условиям:

$$\chi_{3\pi^0\gamma}^2 < 50, \chi_{\pi^0\pi^0\gamma}^2 > 20. \quad (2)$$

**Таблица 1.** Энергетический интервал ( $\sqrt{s}$ ), интегральная светимость ( $IL$ ), число событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow \eta\gamma\gamma$  ( $N_{\phi\gamma}$ ) в диапазоне  $400 < M_{\text{rec}} < 700$  МэВ, число событий других фоновых процессов ( $N_{\text{bkg}}$ ) в диапазоне  $400 < M_{\text{rec}} < 700$  МэВ, множитель к фону ( $\alpha_{\text{bkg}}$ ), эффективность регистрации ( $\varepsilon_0$ ), число событий процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  ( $N_{\eta\gamma}$ ), радиационная поправка ( $1 + \delta$ ), борновское сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  ( $\sigma$ ), первая ошибка в сечении — статистическая, вторая — систематическая

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$L$ , пбн $^{-1}$	$N_{\phi\gamma}$	$N_{\text{bkg}}(\alpha_{\text{bkg}})$	$\varepsilon_0$ , %	$N_{\eta\gamma}$	$\delta + 1$	$\sigma$ , пбн
1.075	1.10	28	2.9 (1.36 $\pm$ 0.27)	8.1	2.0 $^{+7.0}_{-2.0}$	1.26 $\pm$ 0.04	18 $^{+63}_{-18}$ $\pm$ 1
1.100	3.38	51	6.4 (1.36 $\pm$ 0.27)	8.0	7.0 $^{+8.1}_{-6.5}$	1.43 $\pm$ 0.12	18 $^{+21}_{-17}$ $\pm$ 1
1.125	1.32	11	1.4 (1.36 $\pm$ 0.27)	8.2	1.5 $^{+3.7}_{-1.5}$	1.48 $\pm$ 0.19	9 $^{+23}_{-9}$ $\pm$ 1
1.150	3.21	15	2.8 (1.36 $\pm$ 0.27)	8.1	0.0 $^{+3.8}$	1.44 $\pm$ 0.22	0 $^{+10}$ $\pm$ 0.1
1.175	1.73	4	1.1 (1.36 $\pm$ 0.27)	7.9	3.6 $^{+3.5}_{-2.2}$	1.35 $\pm$ 0.20	20 $^{+19}_{-12}$ $\pm$ 2
1.200	4.30	4	2.2 (1.36 $\pm$ 0.27)	7.7	5.3 $^{+4.2}_{-2.9}$	1.25 $\pm$ 0.16	13 $^{+10}_{-7}$ $\pm$ 1
1.225–1.300	21.0	5	20 (1.35 $\pm$ 0.15)	7.0	5.9 $^{+5.4}_{-3.9}$	1.01 $\pm$ 0.01	4 $^{+4}_{-3}$ $\pm$ 0.2
1.325–1.400	10.0	1	16 (1.35 $\pm$ 0.15)	6.6	6.9 $^{+5.1}_{-3.7}$	0.90 $\pm$ 0.08	12 $^{+9}_{-6}$ $\pm$ 1
1.425–1.500	11.0	0	22 (1.01 $\pm$ 0.11)	6.3	13.0 $^{+6.6}_{-5.2}$	0.91 $\pm$ 0.07	21 $^{+10}_{-8}$ $\pm$ 2
1.520–1.600	11.3	0	34 (1.12 $\pm$ 0.08)	6.0	6.8 $^{+5.9}_{-4.4}$	0.95 $\pm$ 0.03	11 $^{+9}_{-7}$ $\pm$ 0.4
1.625–1.700	12.4	0	58 (1.28 $\pm$ 0.07)	5.6	0.0 $^{+4.9}$	1.18 $\pm$ 0.20	0 $^{+6}$ $\pm$ 0.3
1.720–1.800	15.0	0	25 (1.13 $\pm$ 0.08)	5.4	0.0 $^{+3.8}$	2.94 $\pm$ 1.94	0 $^{+1.5}$ $\pm$ 0.2
1.820–1.902	63.5	0	43 (1.01 $\pm$ 0.05)	4.9	1.9 $^{+4.6}_{-1.9}$	0.92 $\pm$ 0.06	0.7 $^{+1.6}_{-0.7}$ $\pm$ 0.1
1.910–2.000	83.2	0	38 (0.97 $\pm$ 0.05)	4.6	6.7 $^{+6.3}_{-4.7}$	0.94 $\pm$ 0.05	1.9 $^{+1.8}_{-1.3}$ $\pm$ 0.1

Для событий, прошедших отбор, анализируется распределение по инвариантной массе отдачи фотона  $M_{\text{rec}}$ , вычисленной после кинематической реконструкции в гипотезе  $e^+e^- \rightarrow 3\pi^0\gamma$ . Эти распределения в диапазоне  $400 < M_{\text{rec}} < 700$  МэВ для шести энергетических интервалов приведены на рис. 1.

При энергиях ниже 1.3 ГэВ существенный вклад в распределение по  $M_{\text{rec}}$  дает процесс “радиационного сброса” на  $\phi$ -мезонный резонанс  $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma_{\text{ISR}} \rightarrow \eta\gamma\gamma_{\text{ISR}}$ , в котором дополнительный фотон  $\gamma_{\text{ISR}}$  излучается из начального состояния преимущественно под малым углом к оси пучков. Мы рассматриваем этот процесс как фоновый. Его вклад при ограничении на массу отдачи  $\gamma_{\text{ISR}}$   $\sqrt{s'} < 1.03$  ГэВ рассчитывается по моделированию с использованием данных по сечению  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  при энергии ниже 1.03 ГэВ [1]. Расчетный спектр по  $M_{\text{rec}}$  для процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma_{\text{ISR}}$  показан на рис. 1, а ожидаемое число событий в интервале  $400 < M_{\text{rec}} < 700$  МэВ приведено в табл. 1.

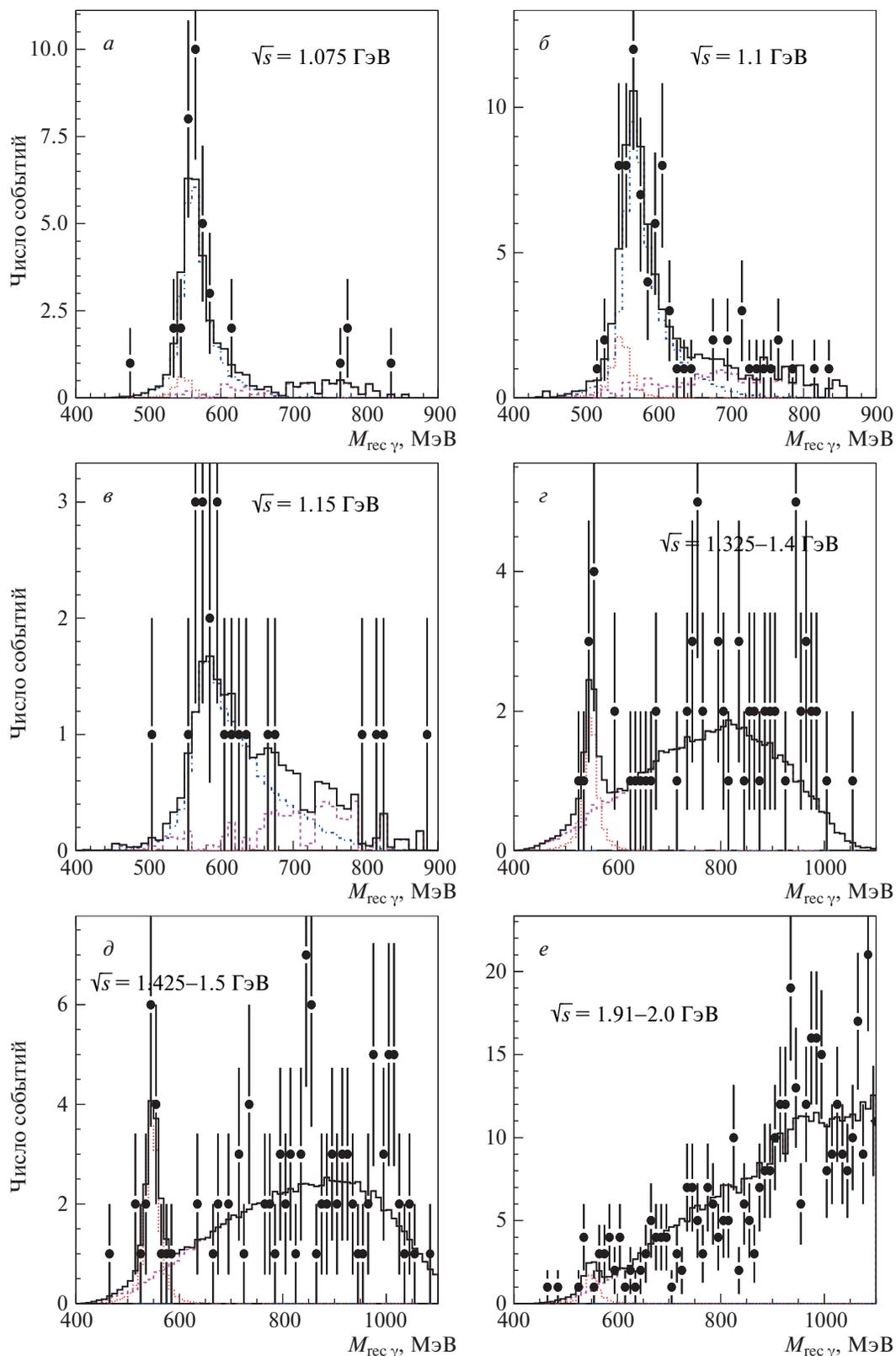
Вклад других фоновых процессов рассчитывался на основе экспериментальных данных по сечениям для  $e^+e^- \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$  [16],  $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^0\gamma$  [8, 9],  $e^+e^- \rightarrow \eta\eta\gamma$  [8, 10],  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  [17, 18],  $e^+e^- \rightarrow \omega\eta\pi^0$  [11–13],  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$  [19],

$e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0$  [6, 7],  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0 \pi^0$  [6] и  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \eta$  [6]. Для процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0\pi^0$  использовалось изотопическое соотношение  $\sigma(\omega\pi^+\pi^-) = 2\sigma(\omega\pi^0\pi^0)$ . При расчете фона учитывались радиационные поправки [20]. Это особенно важно для процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ , в котором доминирует “радиационный сброс” на  $\phi$ -мезон:  $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow K_S K_L \gamma$ .

Для диапазона энергии выше 1.6 ГэВ сечения многих фоновых процессов известны с точностью около 25%. Величина сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\eta\pi^0$ , измеренная в экспериментах SND и BABAR, различается в 2 раза. Ниже 1.2 ГэВ доминирующим источником фона является процесс  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L(\gamma)$ . Точность его оценки определяется качеством моделирования ядерного взаимодействия  $K_L$ -мезона в калориметре детектора. Поэтому анализируется также интервал масс  $700 < M_{\text{rec}} < 1100$  МэВ, где ожидается вклад только от фоновых процессов.

Распределения по инвариантной массе отдачи фотона  $M_{\text{rec}}$  в диапазоне  $400 < M_{\text{rec}} < 1100$  МэВ аппроксимировались суммой вкладов изучаемого процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  и фоновых процессов:

$$P(M_{\text{rec}}) = N_{\eta\gamma} P_{\eta\gamma}(M_{\text{rec}}) + \alpha_{\text{bkg}} P_{\text{bkg}}(M_{\text{rec}}) + P_{\phi\gamma}(M_{\text{rec}}). \quad (3)$$



**Рис. 1.** Распределения по инвариантной массе отдачи фотона  $M_{\text{rec}}$  для шести энергетических интервалов. Точки с ошибками — данные, гистограмма, изображенная сплошной линией — результат аппроксимации, описанной в тексте. Гистограмма, изображенная линией из точек — вклад процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ , определенный при аппроксимации, гистограмма, изображенная штрихпунктирной линией — расчетный вклад процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma \rightarrow \eta\gamma\gamma$ , гистограмма, изображенная штриховой линией — сумма всех остальных фоновых процессов.

Здесь  $P_{\eta\gamma}$  — нормированное на единицу распределение сигнала,  $P_{\phi\gamma}$  — расчетный спектр для процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma_{\text{ISR}} \rightarrow \eta\gamma\gamma_{\text{ISR}}$  и  $P_{\text{bkg}}$  — суммарный расчетный спектр для остальных фоновых процессов. Свободными параметрами аппроксимации были число событий ожидаемого процесса  $N_{\eta\gamma}$  и множитель для суммарного фона  $\alpha_{\text{bkg}}$ . Ниже 1.4 ГэВ статистика не позволяет определить множитель  $\alpha_{\text{bkg}}$  с требуемой точностью по одному интервалу. Поэтому для определения фона аппроксимировались суммарные распределения по  $M_{\text{rec}}$  для диапазонов  $\sqrt{s} < 1.225$  ГэВ и  $1.225 < \sqrt{s} < 1.4$  ГэВ. Полученные значения  $\alpha_{\text{bkg}}$  с их ошибкой использовались затем для аппроксимации отдельных интервалов.

Форма распределения для  $M_{\text{rec}}$  проверялась по данным, набранным вблизи  $\phi$ -резонанса. Моделирование согласуется с экспериментом. В рамках данной статистики форма  $M_{\text{rec}}$  не требует введения поправок.

Полученные числа событий искомого и фоновых процессов, а также значения коэффициента  $\alpha_{\text{bkg}}$  для разных энергетических интервалов приведены в табл. 1.

#### 4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ

Эффективность регистрации событий искомого процесса определялась по моделированию методом Монте-Карло, которое учитывало радиационные поправки к начальному состоянию [20], в частности, излучение дополнительных фотонов. Угловое распределение этих фотонов моделировалось согласно работе [21]. На рис. 2 приведены зависимости эффективности регистрации  $\varepsilon(\sqrt{s}, E_{\gamma_{\text{ISR}}})$  от энергии фотона  $E_{\gamma_{\text{ISR}}}$ , излученного из начального состояния для трех значений энергии в системе центра масс.

Значения эффективности регистрации при  $E_{\gamma_{\text{ISR}}} = 0$ , усредненные по энергетическим интервалам, приведены в табл. 1.

#### 5. ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ СЕЧЕНИЯ

В рамках модели доминантности векторных мезонов сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  может быть записано в виде

$$\sigma_{\eta\gamma}(\sqrt{s}) = \left( \frac{k_\gamma(\sqrt{s})}{\sqrt{s}} \right)^3 \left| \sum_{V=\rho,\omega,\phi,\dots} A_V(\sqrt{s}) \right|^2, \quad (4)$$

$$A_V(\sqrt{s}) = \frac{m_V \Gamma_V(m_V) e^{i\varphi_V}}{D_V(\sqrt{s})} \sqrt{\frac{m_V^3}{k_\gamma(m_V)^3} \sigma_{V\eta\gamma}},$$

$$D_V(\sqrt{s}) = m_V^2 - s - i\sqrt{s} \Gamma_V(\sqrt{s}), \quad (5)$$

$$k_\gamma(\sqrt{s}) = \frac{\sqrt{s}}{2} \left( 1 - \frac{m_\eta^2}{s} \right),$$

где суммирование ведется по всем векторным резонансам  $V$ , дающим вклад в сечение,  $m_V$  и  $\Gamma_V(\sqrt{s})$  — масса резонанса и его полная ширина,  $\sigma_{V\eta\gamma} = (12\pi/m_V^2) B(V \rightarrow e^+e^-) B(V \rightarrow \eta\gamma)$  — сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \eta\gamma$  при  $\sqrt{s} = m_V$ ,  $B(V \rightarrow e^+e^-)$  и  $B(V \rightarrow \eta\gamma)$  — вероятности соответствующих распадов,  $\varphi_V$  — фазы амплитуд векторных резонансов ( $\varphi_\rho \equiv 0$ ). Кроме резонансов  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$ , в сумму в выражении (4) входят все их возбужденные состояния. Для  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$  при расчете зависимости ширин от энергии учитываются основные моды их распадов. Для возбужденных резонансов ширины считались не зависящими от энергии.

#### 6. АППРОКСИМАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ПОЛУЧЕНИЕ БОРНОВСКОГО СЕЧЕНИЯ

Видимое сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  связано с борновским сечением ( $\sigma(\sqrt{s})$ ), которое требуется определить из эксперимента, следующей формулой:

$$\sigma_{\text{vis}}(\sqrt{s}) = \int_0^{x_{\text{max}}} \varepsilon \left( \sqrt{s}, \frac{x\sqrt{s}}{2} \right) \times \quad (6)$$

$$\times F(x, \sqrt{s}) \sigma \left( \sqrt{s(1-x)} \right) dx,$$

где  $F(x, \sqrt{s})$  — функция, описывающая распределение доли энергии  $x = 2E_{\gamma_{\text{ISR}}}/\sqrt{s}$  [20], унесенной фотонами, излученными из начального состояния. Значение  $x_{\text{max}}$  определяется условием  $\sqrt{s'} = \sqrt{s(1-x_{\text{max}})} < 1.03$  ГэВ, которое используется для разделения процессов  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$  и  $e^+e^- \rightarrow \phi\gamma$ . Выражение (6) можно переписать в виде

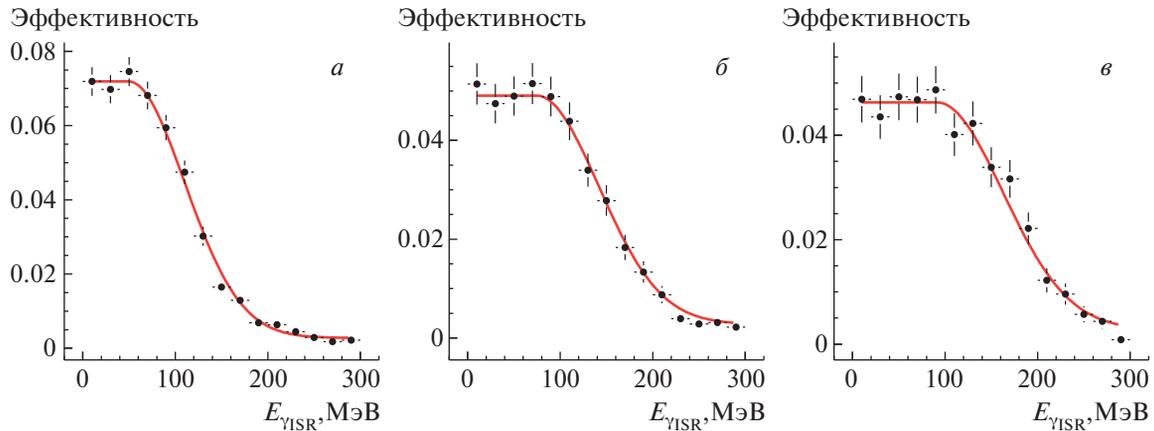
$$\sigma_{\text{vis}}(\sqrt{s}) = \varepsilon_0(\sqrt{s}) \sigma(\sqrt{s}) (1 + \delta(\sqrt{s})), \quad (7)$$

где эффективность регистрации  $\varepsilon_0(\sqrt{s})$  и радиационная поправка  $\delta(\sqrt{s})$  определяются следующим образом:

$$\varepsilon_0(\sqrt{s}) \equiv \varepsilon(\sqrt{s}, 0), \quad (8)$$

$$\delta(\sqrt{s}) = \quad (9)$$

$$= \frac{\int_0^{x_{\text{max}}} \varepsilon(\sqrt{s}, \frac{x\sqrt{s}}{2}) F(x, \sqrt{s}) \sigma(\sqrt{(1-x)s}) dx}{\varepsilon_r(\sqrt{s}, 0) \sigma(\sqrt{s})} - 1.$$



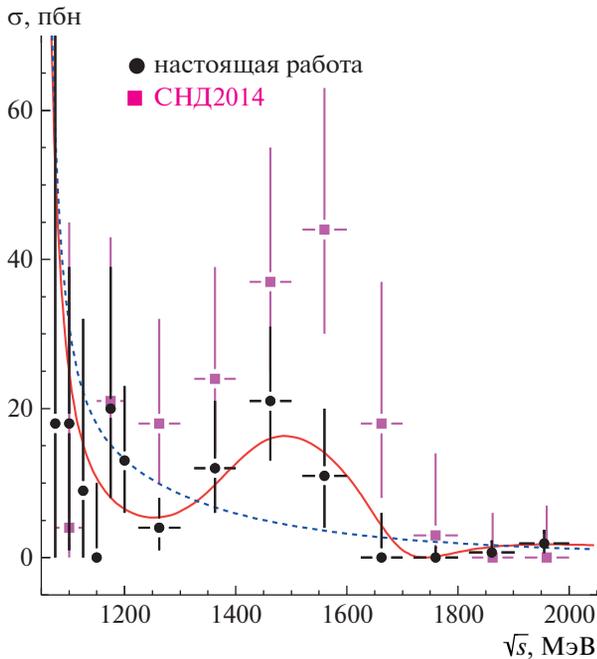
**Рис. 2.** Зависимость эффективности регистрации для процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma(\gamma)$  от энергии дополнительного фотона, излученного начальными частицами, при  $\sqrt{s} = 1.15$  ГэВ (а), 1.6 ГэВ (б) и 1.9 ГэВ (в). Точки с ошибками получены по моделированию, кривая показывает результат аппроксимации зависимости  $\varepsilon(E_{\gamma_{ISR}})$  гладкой функцией.

Технически нахождение борновского сечения осуществляется следующим образом: с использованием формулы (6) проводится аппроксимация энергетической зависимости измеренного видимого сечения  $\sigma_{\text{vis}}(\sqrt{s_i}) = N_{\eta\gamma,i}/IL_i$ , где  $i$  — номер интервала по энергии. При этом для параметризации борновского сечения используется какая-либо теоретическая модель, хорошо описывающая

экспериментальные данные. С использованием полученных параметров теоретической модели определяется радиационная поправка  $\delta(\sqrt{s_i})$ , и далее по формуле (7) вычисляется экспериментальное борновское сечение  $\sigma(\sqrt{s_i})$ .

При аппроксимации сечения использовались табличные значения параметров  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$  [22]. Фазы  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$  были выбраны согласно предсказанию кварковой модели:  $\varphi_\omega = \varphi_\rho$ ,  $\varphi_\phi = \varphi_\rho + 180^\circ$ . Как уже упоминалось, при энергии выше 1 ГэВ вклад в сечение  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  дают все пять известных возбужденных векторных резонансов  $\omega(1420)$ ,  $\rho(1450)$ ,  $\omega(1650)$ ,  $\phi(1680)$  и  $\rho(1700)$ . Разделение вкладов этих резонансов при аппроксимации сечения  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  невозможно. Однако можно существенно упростить задачу, используя факт, что резонансы разделяются на две группы с близкими массами ( $\omega(1420)$ ,  $\rho(1450)$ ) и ( $\omega(1650)$ ,  $\phi(1680)$  и  $\rho(1700)$ ). При имеющейся небольшой статистике для аппроксимации можно использовать модель с двумя эффективными резонансами  $\rho'$  и  $\phi'$  с массами и ширинами, равными табличным значениям для  $\rho(1450)$  и  $\phi(1680)$ . Такой выбор резонансов согласуется с предсказаниями кварковой модели [23], в которой ширины распадов  $\rho(1450) \rightarrow \eta\gamma$  и  $\phi(1680) \rightarrow \eta\gamma$ , по крайней мере, на порядок превосходят ширины для трех остальных возбужденных состояний.

Свободными параметрами аппроксимации являлись сечения  $\sigma_{\rho'\eta\gamma}$  и  $\sigma_{\phi'\eta\gamma}$  и фазы  $\varphi_{\rho'}$  и  $\varphi_{\phi'}$ . Полученная аппроксимирующая кривая приведена на рис. 3 вместе с вычисленными по формуле (7) значениями для борновского сечения. Численные значения борновского сечения и радиационной поправки приведены в табл. 1.



**Рис. 3.** Измеренное в данной работе сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  в сравнении с сечением, полученным ранее в работе [5]. Штриховая кривая — результат аппроксимации с учетом вкладов только  $\rho$ -,  $\omega$ - и  $\phi$ -мезонов, сплошная кривая — результат аппроксимации с дополнительным вкладом двух возбужденных векторных резонансов.

Для сечений в максимуме резонансов были получены следующие значения:

$$\begin{aligned}\sigma_{\rho'\eta\gamma} &= 16_{-10}^{+15} \pm 2 \text{ пбн}, \\ \sigma_{\phi'\eta\gamma} &= 14_{-10}^{+14} \pm 2 \text{ пбн}.\end{aligned}\quad (10)$$

Первая из приведенных ошибок статистическая, вторая — систематическая.

Следует отметить, что небольшая статистика не позволяет отбросить вариант аппроксимации сечения без использования возбужденных резонансов. Результат аппроксимации в этой гипотезе также приведен на рис. 3. Для нее  $\chi^2/\nu = 11.4/14$ , где  $\nu$  — число степеней свободы, против  $\chi^2/\nu = 4.7/10$  в варианте с включением вклада двух возбужденных резонансов. Стоит отметить, что вариант только с одним возбужденным резонансом не может описать провал сечения при  $\sqrt{s} = 1.75$  ГэВ.

## 7. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ

Систематическая погрешность в измерении сечения включает в себя неточности в определении эффективности регистрации, измерении светимости, а также модельную ошибку вычисления радиационной поправки. Для оценки систематической ошибки эффективности регистрации была исследована устойчивость результата по сечению при изменении в широких пределах условий отбора событий, в частности, ограничений на  $\chi^2$  кинематической реконструкции. Так же проводился анализ с требованием регистрации в событии ровно семи фотонов, как и в работе [5]. На имеющемся уровне статистической точности изменения результата по сечению обнаружено не было. Кроме того, для численной оценки ошибки эффективности можно использовать результаты проведенного в работе [15] изучения разницы в отклике детектора между экспериментом и моделированием для пятифотонного конечного состояния. Для текущего анализа мы в качестве оценки систематики, связанной с условиями отбора, используем сумму поправки из [15] и ее ошибки 3%. Систематическая неопределенность из-за разницы между экспериментом и моделированием в вероятности конверсии фотона перед трековой системой составляет 1.3%.

Систематическая неопределенность, связанная с нормировкой на светимость, равна 2.2%. Модельная ошибка в вычислении радиационной поправки определялась из разницы значений для вариантов аппроксимации с и без использования в модели возбужденных состояний  $\rho'$  и  $\phi'$ . Суммарная систематическая ошибка сечения приведена в табл. 1.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте на  $e^+e^-$ -коллайдере ВЭПП-2000 с детектором СНД в диапазоне энергии 1.05–2.00 ГэВ измерялось сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ . События  $\eta\gamma$  выделялись в моде распада  $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ . Измеренное сечение этого процесса приведено на рис. 3 в сравнении с предыдущим результатом СНД [5], полученным по приблизительно в 7 раз меньшей статистике. Новые результаты лежат значительно ниже предыдущих при  $\sqrt{s} > 1.25$  ГэВ. Отличие объясняется существенной недооценкой фона в работе [5]. Новое измерение замещает сечение, приведенное в статье [5].

В результате аппроксимации сечения в модели векторной доминантности получены значения сечений в максимумах резонансов:

$$\begin{aligned}\sigma_{\rho' \rightarrow \eta\gamma} &= 16_{-10}^{+15} \pm 2 \text{ пбн}, \\ \sigma_{\phi' \rightarrow \eta\gamma} &= 14_{-10}^{+14} \pm 2 \text{ пбн},\end{aligned}$$

которые согласуются с оценками  $\sigma_{\rho'\eta\gamma} \approx 15$  пбн,  $\sigma_{\phi'\eta\gamma} \approx 10$  пбн, сделанными в работе [5] на основе предсказаний кварковой модели  $\Gamma_{\rho' \rightarrow \eta\gamma} \approx \Gamma_{\phi' \rightarrow \eta\gamma} \approx 100$  кэВ [23].

Работа выполнена на базе УНУ “Комплекс ВЭПП-4 — ВЭПП-2000”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **74**, 014016 (2006); **76**, 077101 (2007).
2. R. R. Akhmetshin *et al.* (CMD-2 Collab.), Phys. Lett. B **509**, 217 (2001).
3. V. M. Aulchenko *et al.*, J. Exp. Theor. Phys. **97**, 24 (2003).
4. D. Schwartz, O. Belikov, D. Berkaev, D. Burenkov, V. Denisov, A. Kasaev, A. Kirpotin, S. Kládov, I. Koop, A. Krasnov, A. Kupurzhano, G. Kurkin, M. Lyalin, A. Lysenko, S. Motygin, E. Perevedentsev, *et al.*, JACoW **IPAC2021**, TUPAB002 (2021), <https://jacow.org/ipac2021/papers/tupab002.pdf>
5. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **90**, 032002 (2014).
6. J. P. Lees *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **95**, 052001 (2017).
7. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **97**, 032011 (2018).
8. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **99**, 112004 (2019).
9. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Eur. Phys. J. C **80**, 1008 (2020).
10. V. L. Ivanov *et al.* (CMD-3 Collab.), Phys. Lett. B **798**, 134946 (2019).
11. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **94**, 032010 (2016).
12. J. P. Lees *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **98**, 112015 (2018).

13. J. P. Lees *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **103**, 092001 (2021).
14. M. N. Achasov *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **598**, 31 (2009); V. M. Aulchenko *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **598**, 102 (2009); A. Yu. Barnyakov *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **598**, 163 (2009); V. M. Aulchenko *et al.*, Nucl. Instrum. Methods **598**, 340 (2009).
15. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **88**, 054013 (2013).
16. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **94**, 112001 (2016).
17. R. R. Akhmetshin *et al.* (CMD-2 Collab.), Phys. Lett. B **489**, 125 (2000).
18. B. Aubert *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **76**, 092005 (2007); Phys. Rev. D **77**, 119902 (Erratum) (2008).
19. J. P. Lees *et al.* (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **89**, 092002 (2014).
20. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, ЯФ **41**, 733 (1985)[Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985)].
21. G. Bonneau and F. Martin, Nucl. Phys. B **27**, 381 (1971).
22. R. L. Workman *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 083C01 (2022).
23. F. E. Close, A. Donnachie, and Y. S. Kalashnikova, Phys. Rev. D **65**, 092003 (2002).

## STUDY OF THE PROCESS $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 7\gamma$ IN THE ENERGY RANGE $\sqrt{s} = 1.07\text{--}2\text{ GeV}$

**M. N. Achasov<sup>1),2)</sup>, A. Yu. Barnyakov<sup>1)</sup>, K. I. Beloborodov<sup>1),2)</sup>, A. V. Berdyugin<sup>1),2)</sup>,  
A. G. Bogdanchikov<sup>1)</sup>, A. A. Botov<sup>1)</sup>, V. S. Denisov<sup>1)</sup>, T. V. Dimova<sup>1),2)</sup>, V. P. Druzhinin<sup>1),2)</sup>,  
L. B. Fomin<sup>1)</sup>, A. G. Kharlamov<sup>1),2)</sup>, L. V. Kardapoltsev<sup>1),2)</sup>, A. N. Kyrpotin<sup>1)</sup>, I. A. Koop<sup>1),2)</sup>,  
A. A. Korol<sup>1),2)</sup>, D. P. Kovrizhin<sup>1)</sup>, A. P. Kryukov<sup>1)</sup>, A. S. Kupich<sup>1),2)</sup>, N. A. Melnikova<sup>1),2)</sup>,  
N. Yu. Muchnoi<sup>1),2)</sup>, A. E. Obrazovsky<sup>1)</sup>, E. V. Pakhtusova<sup>1)</sup>, E. A. Perevedentsev<sup>1),2)</sup>,  
K. V. Pugachev<sup>1),2)</sup>, Yu. A. Rogovsky<sup>1),2)</sup>, S. I. Serebnyakov<sup>1),2)</sup>, Z. K. Silagadze<sup>1),2)</sup>,  
I. K. Surin<sup>1)</sup>, M. V. Timoshenko<sup>1)</sup>, Yu. V. Usov<sup>1)</sup>, V. N. Zhabin<sup>1),2)</sup>, V. V. Zhulanov<sup>1)</sup>,  
I. M. Zemlyansky<sup>1)</sup>, Yu. M. Shatunov<sup>1)</sup>, D. A. Shtol<sup>1)</sup>, E. A. Eminov<sup>1)</sup>**

<sup>1)</sup>*Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences,  
Novosibirsk, Russia*

<sup>2)</sup>*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

The  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$  cross section is measured in the center-of-mass energy range from 1.07 to 2.00 GeV in the decay channel  $\eta \rightarrow 3\pi^0$ ,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ . The data set with an integrated luminosity of 242 pb<sup>-1</sup> accumulated in the experiment with the SND detector at the VEPP-2000  $e^+e^-$  collider is analyzed.