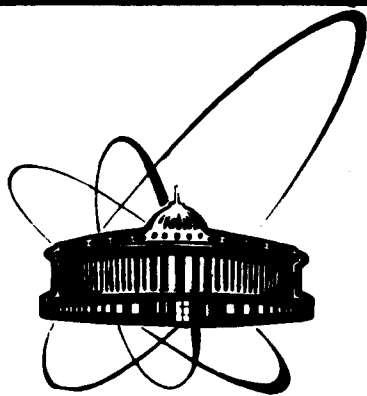


89-332



Объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
Дубна

Г 577

P1-89-332

Б.Б.Говорков\*, О.А.Займидорога

ДВЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ НА УНК  
НАРУШЕНИЯ СР-ИНВАРИАНТНОСТИ  
В РАСПАДАХ В-МЕЗОНОВ

Направлено в Оргкомитет Международного  
совещания "Физика на УНК", Протвино, март 1989 г.

\*Физический институт АН СССР, Москва

1989

В рамках стандартной модели трех поколений в предположении унитарного смешивания кварков Кобаяши и Маскава<sup>/1/</sup> удалось сформулировать объяснение нарушения CP-инвариантности, которое впервые наблюдалось 25 лет назад в распадах  $K_L^0$ -мезонов<sup>/2/</sup>.

Открытие смешивания  $B_d^0 \rightleftharpoons \bar{B}_d^0$ -мезонов на встречных  $e^+e^-$ -пучках<sup>/3, 4/</sup>, установление относительно большого времени жизни B-мезонов  $\tau \approx 10^{-12}$  с<sup>/5/</sup> и результаты новейших измерений параметров  $\epsilon$  и  $\epsilon'$  для КК-систем<sup>/6, 7/</sup> приводят в рамках модели КМ к предсказанию необычайно сильного нарушения CP-инвариантности в распадах B-мезонов<sup>/8/</sup>. Так, для редких мод распада частицы  $B^0$  и античастицы  $\bar{B}^0$  в одно и то же конечное адронное состояние с определенной CP-четностью ( $J/\Psi K_S^0, \pi^+\pi^- \dots$ ) предсказываются значения асимметрий ширин распадов частицы и античастицы в состояние  $f$ :

$$A = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow f) - \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f)}{\Gamma(B^0 \rightarrow f) + \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f)} \quad //$$

в интервале  $0,05 \div 0,5$ . Экспериментальное установление таких значений этого параметра, которые на несколько порядков превышают значение  $10^{-3}$ , характерное для CP-нарушающих эффектов в распадах K-мезонов и предсказываемое большей частью теоретических объяснений эффекта, послужило бы прямым подтверждением механизма Кобаяши - Маскава CP-нарушения в распадах частиц.

Как показывают теоретические оценки<sup>/11/</sup>, значительная вероятность обнаружения эффектов CP-нарушения возможна лишь при наличии источника со скоростью образования  $10^7 \div 10^8$  пар бьюти-кварков ( $b\bar{b}$ ) в год. В ряде научных центров разрабатываются проекты "бьюти-фабрик" - специализированных электрон-позитронных коллайдеров со светимостями  $10^{33} \div 10^{34}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup><sup>/12-16/</sup>, которые могут обеспечить близкую к требуемой скорость образования b-кварков. В работе<sup>/17/</sup> предлагается использовать адронобразование пар B-мезонов в неподвижной мишени крупнейшего действующего протонного ускорителя, а в работе<sup>/18/</sup> - встречные  $p\bar{p}$ -пучки тэватрона. В данной работе предлагается рассмотреть две не рассматривавшиеся ранее возможности изучения на УНК нарушения CP-инвариантности в распадах B-мезонов.

Первая возможность - использование в качестве источника фотообразования пар  $b, \bar{b}$  - кварков в неподвижной мишени УНК<sup>/20/</sup>.  
 Схема источника такова:



Протоны с энергией 3 ТэВ из ускорителя УНК в мишени M1 образуют  $\pi^0$ -мезоны, которые за время  $\tau_{\pi^0} = 10^{-16}$  с, умноженное на  $\gamma$ -фактор мезона, распадаются на два фотона. Внутри этой же мишени фотоны конвертируются в  $e^+e^-$ -пары. С помощью специального магнитооптического канала формируется пучок электронов /позитронов/ с заданными характеристиками /эмиттанс/. В мишени M2 электроны порождают пучок тормозного излучения, который и служит для образования пар  $b$ -кварков в мишени M3 экспериментальной установки. Естественно, что установка регистрирует продукты адронизации  $b$ -кварков -  $B$ -мезоны.

Важнейшей характеристикой источника служит скорость образования пар  $b$ -кварков. Число  $b\bar{b}$ -пар, образуемых в единицу времени, определяется выражением:

$$N_{b\bar{b}} = N \int_{E_n}^{E_0} P_\gamma(E_\gamma, E_0) \sigma(\gamma N \rightarrow b\bar{b}x, E_\gamma) dE_\gamma, \quad /2/$$

где  $\sigma(\gamma N \rightarrow b\bar{b}x, E_\gamma)$  - полное сечение фоторождения  $b\bar{b}$ -пар на нуклоне,  $E_n$  - пороговая энергия фотообразования пар кварков. Ввиду неопределенности массы  $b$ -кварка,  $E_n$  рассчитывалась для массы  $B$ -мезона.  $N$  - число нуклонов мишени M3 на единицу площади,  $\rho_\gamma(E_\gamma, E_0) dE_\gamma$  - число  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma$ , образуемое электроном с энергией  $E_0$  в единицу времени в конверторе M2 толщиной  $t_R/X_0$ ,  $X_0$  - радиационная единица M2:

$$P_\gamma(E_\gamma, E_0) dE_\gamma = P_e(E_0) (t_R/X_0) f(t_R/X_0, E_\gamma/E_0) dE_\gamma/E_\gamma, \quad /3/$$

где  $P_e(E_0)$  - интенсивность пучка электронов с энергией  $E_0$ ,  $f(t_R/X_0, E_\gamma/E_0)$  - функция, учитывающая отклонение формы спектра тормозного излучения от  $1/E_\gamma$ , которая в области полного экранирования близка к постоянной величине  $\approx 0,7$ .

Для оценок использовались результаты расчетов<sup>/20/</sup> по программе MARC<sup>/21/</sup> с некоторыми уточнениями.

Полное сечение фотообразования бьюти-кварков экспериментально не определено до настоящего времени, поэтому использовались теоретические значения. Сечение рассчитывалось по

модели фотон-глюонного слияния<sup>/22/</sup>, которая хорошо описывает энергетический ход и абсолютные значения сечения фоторождения чармованных кварков<sup>/23/</sup>, как это можно видеть из рис. 1<sup>/23/</sup>.

Согласно модели  $\gamma g$ -слияния полное сечение фотообразования пары кварков с массой  $m_q$  и зарядом  $Q$  можно описать выражением:

$$\sigma(\gamma N \rightarrow q\bar{q}x) = 4\pi\alpha_s(m_q)(Q^2/m_q^2)f(4m_q^2/S_q), \quad /4/$$

где  $S$  - квадрат энергии  $\gamma N$ -системы в с.ц.м.,  $\alpha_s(m_q)$  - константа связи глюона с парой  $q\bar{q}$ ,  $\alpha = 1/137$ ,  $f(4m_q^2/S_q)$  - функция, характеризующая распределение глюонов в нуклоне по импульсам. Показано<sup>/22/</sup>, что функция  $f(4m_q^2/S_q)$  определяется, в основном, безразмерным параметром  $\xi = 4m_q^2/S_q$ , так что, зная сечение для одного аромата кварков, например  $c\bar{c}$ , можно оценить сечение для другого аромата, например  $b\bar{b}$ . По существу, в этом случае используются размерные соображения и все.

При равных значениях параметра  $\xi$ ,  $S_b = (m_b^2/m_c^2)S_c$  получаем

$$\sigma(\gamma N \rightarrow b\bar{b}x, S_b) = \frac{\alpha_s(m_b)Q_b^2m_c^2}{\alpha_s(m_c)Q_c^2m_b^2}\sigma(\gamma N \rightarrow c\bar{c}, S_c) \approx 0,02\sigma_{c\bar{c}}. \quad /5/$$

Следует подчеркнуть, что с увеличением массы кварка уменьшается  $\alpha_s(m_q)$  и сечение фоторождения приближается к сечению адронобразования, которое при сверхвысоких энергиях описывается, в основном, диаграммой слияния двух глюонов. Рассчитанное по /5/ сечение  $\sigma(\gamma N \rightarrow b\bar{b})$  в зависимости от энергии  $\gamma$ -квантов приведено на рис. 2.

На рис. 3 приведены результаты расчетов выходов пар  $b\bar{b}$ -кварков при различных энергиях электронов первичного пучка. В расчете использовались потоки электронов из М1, рассчитанные по программе MAPC<sup>/21/</sup>, значение  $t_R/X_0 = 0,33$  для М2,  $N = 2,4 \cdot 10^{24}$  г/см<sup>2</sup> для М3 и сечения, приведенные на рис. 2. Наличие максимума в энергетической зависимости выхода  $b\bar{b}$ -пар обусловлено спадом числа электронов при увеличении энергии  $E_0$  и нарастанием к некоторому предельному значению сечения фоторождения /рис. 2/.

В табл. 1 приведены выходы пар бьюти-кварков для некоторых источников, предложенных для проведения исследований CP-нарушения в распадах бьюти-частиц. Различные методы создания  $b\bar{b}$ -пар имеют свои преимущества и недостатки. Преимущества протонных ускорителей сводятся, в основном, к возможности создания наиболее интенсивных источников  $10^8 \div 10^{11}$   $b\bar{b}$ /год/, возможностью измерения относительно больших  $\approx 1$  см/ длин пролета

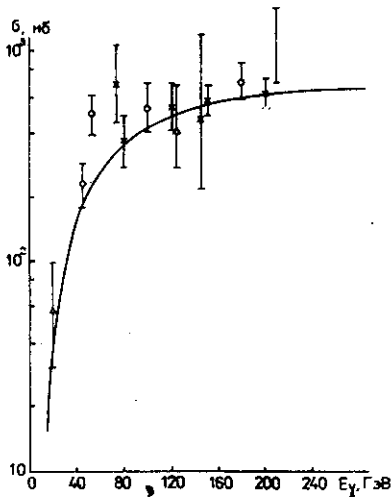


Рис. 1. Полные сечения фоторождения чармированных частиц как функция энергии фотона  $^{23/}$ .

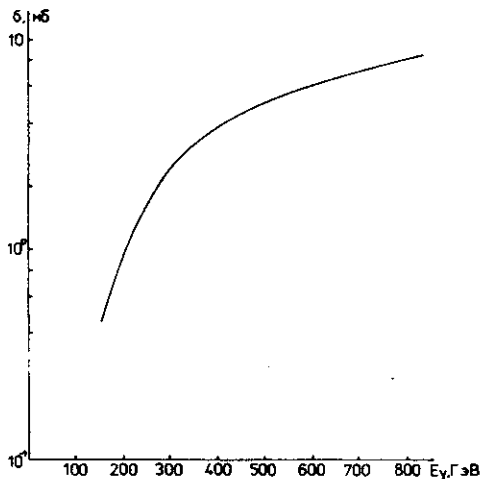


Рис. 2. Энергетическая зависимость полного сечения фоторождения пар бьюти-кварков.

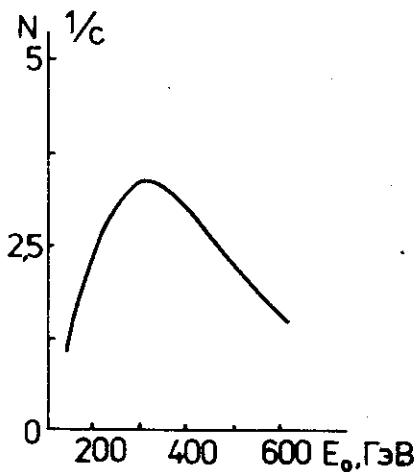


Рис. 3. Зависимость выхода пар бьюти-кварков от энергии электронов из мишени M2. Поток первичных протонов с  $E_p = 3$  ТэВ на M1 составлял  $10^{14}$  р/импульс, эмиттанс  $e^-$ -пучка на M2 -  $0,3/P \cdot 4$  мм·мрад,  $X_0 = 0,33$ ,  $N = 2,4 \cdot 10^{24}$  ядер/см $^2$ /.

В-частиц и вершин распада. Недостатки p-ускорителей /тэватрон, УНК/ с неподвижными мишенями заключены в малости отношений  $\sigma_{bb}/\sigma_{\text{полное}}$  и большой множественности частиц в конечных состояниях, не связанных с b-кварками, что делает эксперименты на протонных ускорителях необычайно

чувствительными к выбору триггерного сигнала. Преимущества и недостатки  $e^+e^-$ -коллайдеров противоположны этим величинам протонных ускорителей. В настоящее время неясно, где будет достигнут наибольший успех, но совершенно ясно, что эту важнейшую проблему ближайшего десятилетия нужно атаковать всеми воз-

Таблица 1. Сравнение потенциальных источников пар  $b\bar{b}$ -кварков <sup>/11, 12, 16, 26/</sup>.

Ускоритель	Тип столкновений	$\sqrt{s}$ , ГэВ	$\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{полн.}$	$N_{b\bar{b}}/\text{Год}$
Протонные ускорители				
Тэватрон II	p /фиксированная мишень/	45	$10^{-6}$	$10^8$
Тэватрон I	p $\bar{p}$	2000	$10^{-4}$	$10^8$
УНК	P /фиксированная мишень/	75	$10^{-5}$	$10^9$
	$\gamma$ /фиксированная мишень/	25	$2 \cdot 10^{-5}$	$0,7 \cdot 10^8$
	pp	2200 /0,4 ТэВ x 3 ТэВ/	$10^{-4}$	$10^{10}$
	pp	6000 /3 ТэВ x 3 ТэВ/	$3 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{10}$
LHC	pp	16000	$10^{-3}$	$10^{11}$
SSC	pp	20000	$10^{-3}$	$10^{11}$
HERA	ep	314	$10^{-3}$	$10^5$
Электронные коллайдеры				
CESR /усовершенств./		10 /4S/	0,25	$2 \cdot 10^8$
SIN /1995?/		10 /4S/	0,25	$1,2 \cdot 10^7$
SBF /1995?/		10 ÷ 26	0,1 ÷ 0,25	$3 \cdot 10^8$
SLC		93 /Z <sub>0</sub> /	0,15	$3,7 \cdot 10^5$
LEP		93 /Z <sub>0</sub> /	0,15	$10^8$
Линейн. коллайдеры		10 ÷ 20	0,1 ÷ 0,25	$2 \cdot 10^7$

можными методами. Необходимо подчеркнуть, что по своим параметрам УНК /среди протонных ускорителей/ для решения проблемы CP-нарушения подходит наилучшим образом. Для обнаружения CP-нарушающих эффектов, по нашему мнению, должен использоваться весь набор пучков при работе с неподвижной мишенью: протонные, пионные, гиперонные и фотонные. Для полного подробного изучения причин CP-нарушения и систематического исследования этих эффектов понадобятся источники со скоростями образования  $10^{11}$  пар  $b$ -кварков в год. Такие скорости в состоянии обеспечить только протон-протонные коллайдеры.

В данной работе предлагается использовать для изучения CP-нарушающих эффектов в распадах  $B$ -мезонов процесс фоторождения в неподвижной мишени. Как видно из табл. 1, фоторождение пар  $b$ -кварков на УНК занимает некое промежуточное состояние между адронными пучками протонных ускорителей и электронными коллайдерами. Здесь лучше отношение  $\sigma_{bb} / \sigma_{полное}$ , меньше множественность частиц в конечном состоянии, чем в случае адронных пучков, но выше, чем в случае  $e^+e^-$ -коллайдеров - "бьюти-фабрик". Из специфических недостатков фоторождения следует отметить наличие огромного фона  $e^+e^-$ -пар из мишени, который, однако, можно устранить выбором соответствующего триггера и конструкции магнитов спектрометров экспериментальной установки, как это делалось при изучении фоторождения чармованных частиц /23-25/.

Следует особо подчеркнуть, что только при энергии протонов УНК 3 ТэВ фоторождение  $B^0\bar{B}^0$ -пар на неподвижной мишени становится конкурентоспособно с адронорождением и образованием  $B$ -мезонов на  $e^+e^-$ -коллайдерах - достигается скорость образования  $\sim 10^7$   $B\bar{B}$ /год. Как отмечалось, максимальный выход этих пар при облучении мишени протонами с энергией 3 ТэВ достигается в области энергий фотонов  $300 \div 400$  ГэВ, так что кинематические параметры образующихся  $B$ -мезонов близки к параметрам мезонов, образуемых адронами с энергией 1 ТэВ на тэватроне /продольные импульсы в обоих случаях  $\approx 100$  ГэВ/с/. Поэтому при проектировании экспериментальной установки можно использовать опыт американских ученых по адронорождению  $B$ -мезонов.

Мы предлагаем создать не универсальную мощную установку для многих целей, а установку для проведения конкретного эксперимента по изучению CP-нарушающих эффектов в распадах  $B$ -мезонов, образованных фотонами в неподвижной мишени УНК. И даже больше - провести эксперимент по изучению определенной /1 ÷ 2/ редкой адронной моды распада  $B \rightarrow \Psi K_8^0$ , используя полуплептонный распад второго образованного в паре  $B$ -мезона / $\bar{B} \rightarrow \ell \nu h$ / для целей мечения первого. Экспериментальная установка должна быть оптимизирована для этого эксперимента.

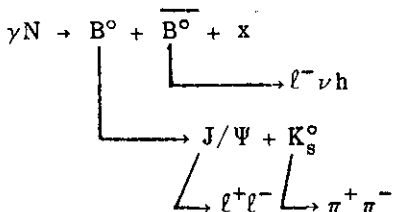
Однако, исходя из уже имеющегося международного опыта /8, 17, 18, 24, 26/, можно попытаться выделить некоторые моменты, относящиеся к установке.

Для установления асимметрии  $A$  /см./ // с точностью  $\sigma / \sigma$  - стандартное отклонение/ необходимо образовать число пар  $b$ -кварков /18, 26/:

$$N(\bar{b}b) = \left(\frac{A}{\sigma}\right)^2 \left(\frac{1}{A^2} - 1\right) \frac{1}{f_{B\bar{B}} \cdot 2 \epsilon_{\text{меч}} \cdot \epsilon_{\text{рек}} [BR(B \rightarrow f)]}, \quad /6/$$

где  $f_{B\bar{B}}$  - вероятность образования пары  $B\bar{B}$ -мезонов в результате адронизации  $b\bar{b}$ -кварков,  $\epsilon_{\text{меч}}$  - эффективность лептонного мечения,  $B.R.(B \rightarrow f)$  - относительная вероятность образования  $B$ -мезоном конечного состояния  $f$ ,  $\epsilon_{\text{рек}}$  - эффективность полной реконструкции адронной моды распада  $B$ -мезона.

Для процесса



имеем

$$B.R.(B^0 \rightarrow J/\Psi + K_s^0) = 5 \cdot 10^{-4} \cdot 0,14 \cdot 0,68 = 5 \cdot 10^{-5}$$

$$\swarrow \ell^+ \ell^- \searrow \pi^+ \pi^-$$

$f_{B^0\bar{B}^0} = 0,17$  /для  $E_\gamma = 350$  ГэВ/.

Значения чисел событий  $N = \left(\frac{A}{\sigma}\right)^2 \left(\frac{1}{A^2} - 1\right)$ , необходимых для

измерения асимметрии  $A$  с точностью  $\sigma$ , приведены в табл. 2 для различных  $A$  и  $\sigma$ .

В соответствии с /6/, имея источник пар  $b$ -кварков  $\approx 10^8$   $b\bar{b}$ /год при  $\epsilon_{\text{меч}} = 0,1$  и  $\epsilon_{\text{рек}} = 0,8$  за год, достигается значение асимметрии  $A \approx 0,2$  со значимостью  $(A/\sigma) = 3$ .

В действительности дело будет обстоять сложнее. Необходимо учесть дополнительные факторы, которые связаны с ложными мечениями и с изменением состава  $B^0\bar{B}^0$ -системы в результате развития во времени и которые внесут дополнительные затруднения



Таблица 2

A	0,1	0,2	0,3
3	891	216	91
5	2475	600	253

в измерения<sup>/26/</sup>, так что уровень достижимых асимметрий повысится.

Как видно из приведенной оценки, важно, чтобы произведение геометрической эффективности экспериментальной установки на эффективность полной реконструкции составляло величину  $\approx 1$ . Этого очень трудно достичь при регистрации нейтральных частиц, поэтому, следуя работе<sup>/18/</sup>, мы предлагаем, как подчеркивалось при рассмотрении мод распадов В-мезонов, ограничиться регистрацией только заряженных частиц, допускающей реконструкцию массы В-мезона.

Особое внимание в установке следует уделить разработке вершинного детектора, идентификации лептонов от распадов В-мезонов, дальнейшей разработке каскадной схемы магнитного спектрометра и выработке эффективного триггера и системы сбора информации.

Вторая возможность УНК для изучения CP-нарушения в распадах В-мезонов состоит в использовании встречных сталкивающихся pp-пучков.

Как уже отмечалось, целенаправленные исследования на  $e^+e^-$ -коллайдерах будущего, исследования с адронными, гиперонными и фотонными пучками на ускорителях с фиксированными мишенями /тэватрон, УНК/ имеют некоторые шансы на обнаружение эффектов CP-нарушения в распадах В-мезонов /в смысле идей Кобаяши - Маскава/, на измерение редких мод распада с  $B.R. \approx 10^{-4}$ ,  $B_s \leftrightarrow \bar{B}_s$  - смешивания и др.

Однако значительно большие, несравнимо большие шансы обнаружения и детального изучения природы CP-нарушения в распадах В-мезонов имеют эксперименты на встречных pp-пучках УНК из-за выигрыша  $\sim 3$  порядков в интенсивности. Интенсивность  $10^{11}$  бб/год как показано в работе<sup>/18/</sup>, допускает измерение асимметрий распадов В- и  $\bar{B}$ -мезонов на уровне  $\sim 0,01$  и  $B.R.$  редких мод распадов - на уровне  $10^{-7} \div 10^{-8}$ .

Как показано в работе коллаборации<sup>/18/</sup>, для производства  $10^{11}$  бб-случаев на встречных адронных коллайдерах необходимо "со старта" иметь следующие основные параметры:

1/ коллайдер  $pp$  или  $p\bar{p}$  при  $\sqrt{S} = 2$  ТэВ, что обеспечивает сечение  $\sigma_{B\bar{B}} = 54$  мкб и отношение  $\sigma_{B\bar{B}}/\sigma_{\text{полн.}} \approx 10^{-3}$ ;

2/ светимость  $\mathcal{L} = 10^{32}$   $1/\text{см}^2 \text{с}$ .

На УНК эти параметры, в принципе, могут быть реализованы уже на первой стадии, если осуществить встречные соударения протонных пучков с энергиями  $0,4 \times 3 / \text{ТэВ}^2 / \sqrt{S} = 2,19$  ТэВ/.

В случае  $pp$ -встречных пучков с неравными энергиями частиц возникает любопытная ситуация. При увеличении разности энергий и одновременном уменьшении  $\sqrt{S}$  увеличивается средняя энергия В-мезонов, вылетающих в направлении "сильного" первичного протона. Так, для пучков  $0,4 \times 3 / \text{ТэВ}^2$  и  $0,25 \times 3 / \text{ТэВ}^2$  при уменьшении  $\sqrt{S}$  от 2,19 ТэВ до 1,74 ТэВ средняя энергия В-мезонов увеличивается соответственно с 109 до 128 ГэВ. Поскольку сечение образования пар  $B\bar{B}$  примерно пропорционально  $\sqrt{S}$ , то при постановке экспериментов, в которых важна реконструкция вершин распадов В-мезонов, может оказаться выгодным снижение энергии частиц одного из сталкивающихся пучков.

Интересно отметить некоторую "навязчивость природы" - и в рассматриваемом случае средние энергии В-мезонов вновь получаются  $\approx 100$  ГэВ, что может позволить использовать некоторые экспериментальные разработки у-эксперимента и в экспериментах на встречных  $pp$ -пучках.

Преимущества  $pp$ -сталкивающихся пучков по сравнению с  $p\bar{p}$ -пучками очевидны:

- на 2-3 порядка большая светимость,
- на порядок меньшие продольные и поперечные размеры в области взаимодействия пучков.

Подробный и полный анализ, как и какую экспериментальную установку лучше всего сотворить для изучения CP-нарушающих эффектов на встречных  $pp$ -пучках с  $\sqrt{S} = 2$  ТэВ, проведен в работе коллаборации /18/.

Отметим, что  $pp$ -встречные пучки УНК допускают, в принципе, постановку экспериментов по изучению CP-нарушения в распадах В-мезонов путем измерения асимметрии пар лептонов равных зарядов, как это предлагалось впервые в работе /27/.

В заключение подчеркнем, что УНК представляет наилучшее место для решения в грядущем десятилетии фундаментальной проблемы CP-нарушения в электрослабых взаимодействиях и поэтому необычайно важно использовать все потенциальные возможности этого уникального комплекса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kobayashi M., Maskawa T.: - Prog. Theor. Phys., 1973, 49, p.652.

2. Christenson J.H. et al. - Phys. Rev. Lett., 1964, 13, p.138.
3. Albrecht H. et al. - Phys. Lett., 1987, 192B, p.215.
4. Katayama N. - Invited Talk at the Sixteenth SLAC Summer Institute on Particle Physics, Stanford, July 18-29, 1988.
5. Wu S.L. - In: Proc. of the 1987 Int. Symp. on Lepton and Photon Interaction at High Energies. Ed. by W.Bartel and R.Ruckl, 1988, p.39.  
Particle Data Group - Phys. Lett., 1986, 170B, p.74.
6. Woods M. et al. - Phys. Rev. Lett., 1988, 60, p.1695.  
Hsiung Y.B. - Fermilab-Conf-88/164, E73, 1988.
7. Burkhard H. et al. - Phys. Lett., 1988, 206B, p.169.
8. Gilman F.Y. - SLAC-Pub-4508, SLAC-Pub-4469, 1987;  
Bigi I.I., Sanda A.I. - Nucl. Phys. B, 1987, 281, p.41;  
Bigi I.I. et al. - SLAC-Pub-4476, 1987;  
Bjorken J.D. - In: Proc. of the Int. Symp. for the Fourth Family of Quark and Lepton, USLA, Los-Angeles, 1987, p.1;  
Stone Sh. - CLNS 87, 110, 1987;  
Jarlskog C., Raymond S. - ITP Univ. of Stockholm, No.5, APP TH 217, 88, 1988.
9. Wolfenstein L. - Phys. Rev. Lett., 1964, 13, p.562. -  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1986, 36, p.137.
10. Сахаров А.Д. - Письма в ЖЭТФ, 1967, 5, с.32.
11. Cox B. - Fermilab-Conf-88, 33, 1988;  
Rosner J.L., Sanda A.I., Schmidt M.P. - In: Proc. of the Workshop on High Sensitivity Beauty Physics at Fermilab, 1987, p.165;  
London D. - DESY-88-137, 1988.  
Aleksan R., Bertelt J. - SLAC -Pub-4673, 1988.
12. Amaldi U., Coignet G. - CERN-EP/86-211, 1986;  
Coignet G. - LAPP-Exp-88, 1988, 13;
13. Cline D.B. - Proc. of the USLA Workshop Linear Collider BB Factory Conceptual Design. Los Angeles, 26-30 Jan., 1987.
14. Rees J. - SLAC/AB-67, 1987;  
Carren A.A. - APIAPY-LBL-Report, 1988.
15. Dubrovin A.N. et al. - Contributed Paper to the EPAC Accel. Conf., Rome, June, 1988.
16. Kolanski H. - DESY-88-121, 1988.
17. Cox B. - Fermilab-Conf-88, 33, 1988.
18. Status Report of the Fermilab B-Collider Study Group, Princeton University DOE/ER/3072-45, 1988.
19. Peccei R.D. - Proc. of Workshop on the Experimental Program at UNK, 45, 1988.
20. Байшев И.С., Говорков А.Б., Говорков Б.Б. - КСФ, 1988, №9, с.58.

21. Мохов Н.В. - ЭЧАЯ, 1987, вып.5, с.960.
22. Лиходед А.К. и др.- ЯФ, 1982, 35, с.1240.  
Герштейн С.С. и др. - ЯФ, 1981, 34, с.227.
23. Adamovich M.I. et al. - Phys. Lett., 1987, 187B, p.437.
24. Morrison R.J. et al. - Talk Given at Vanderbilt Conf.,  
May, 1986.
25. Meroni G. - Nucl. Phys. B /Proc. Suppl./, 1988, 1B, p.49.
26. Richter B. - SLAC-Pub-4778, 1988.
27. Okun L., Zakharov V., Pontecorvo B. - Lett. Nuovo Cim.,  
1975, 13, p.218.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 мая 1989 года.