

10; 12

© 1990 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПРОТОННЫХ ПУЧКОВ УСКОРИТЕЛЕЙ У-70 И УНК

*С. Д. Боровков, С. А. Гришенков, В. П. Новиков, Е. В. Серга,
А. В. Харламов, Ю. С. Ходырев*

Приведены результаты исследования оптического переходного излучения (ОПИ) протонов с энергией 70 ГэВ. Экспериментально показана возможность измерения параметров выведенного протонного пучка ускорителя У-70 по ОПИ с использованием цифрового телевизионного метода. Анализируется возможность применения ОПИ для диагностики выведенных пучков УНК.

Введение

При переходе заряженной частицы из одной среды в другую (например, вакуум—металл—вакуум) возникает излучение, называемое оптическим переходным излучением (ОПИ). ОПИ открыто теоретически в 1945 г. [1]. Позже было показано [2, 3], что для нерелятивистских частиц теория хорошо согласуется с экспериментом (энергетическая зависимость, спектрально-угловое распределение, поляризация и пр.). Для релятивистских электронов экспериментально обнаружена логарифмическая зависимость энергии ОПИ от γ (фактор Лоренца) [4] и получены оценки некоторых характеристик ОПИ для $\gamma=65-125$ [5]. Исследования ОПИ стимулировались в основном возможностью его использования в физике высоких энергий для регистрации частиц, но с открытием переходного излучения в рентгеновской области частот [6] интерес к ОПИ в значительной мере ослаб. В 1973 г. предложено использовать ОПИ для диагностики электронных пучков высокой интенсивности, что послужило толчком для последующих исследований и применений [7, 8, 9].

Основные достоинства использования ОПИ для диагностики пучков заряженных частиц следующие: малое количество вещества в пучке, линейность, безынерционность, абсолютные измерения. Недостатками являются малый световой выход и неоднородность углового распределения.

Целью данной работы являются экспериментальное исследование ОПИ для протонов с энергией 70 ГэВ, возможности диагностики быстро (< 5 нс) и медленно (< 1 с) выведенных протонных пучков из ускорителя У-70 по ОПИ с использованием цифрового телевизионного метода [10], оценка применимости ОПИ для УНК.

1. Теория

1.1. Свойства ОПИ. Наряду с теорией рентгеновского переходного излучения [11] в последнее десятилетие интенсивно развивается также теория ОПИ [11-13]. Оговорим, что нас интересует. Для целей диагностики пучков высоких энергий необходимо знать свойства ОПИ при нормальном и наклонном входе релятивистской частицы из вакуума в среду, а также из среды в вакуум. В частности, рассмотрим характеристики ОПИ для протонов с $\gamma \gg 1$ при углах входа 0 и 45° в алюминий.

а) Пусть частица с $\gamma \gg 1$ входит из среды с диэлектрической проницаемостью ϵ в вакуум под углом ψ к нормали границы раздела. Тогда, следуя работам [11, 13], для малых углов $\theta \ll \min(\psi, \frac{\pi}{2} - \psi, |\epsilon - 1|)$ излучения вперед (отсчет θ от направления движения частицы) получим число излученных фотонов с длиной волны λ в единицу телесного угла Ω

$$\frac{d^2 N_{\pm}}{d\Omega d\lambda} = \frac{d^2 N_{\parallel}}{d\Omega d\lambda} + \frac{d^2 N_{\perp}}{d\Omega d\lambda} = \frac{\alpha b^2 \cos^2 \varphi}{\lambda \pi^2 (\gamma^2 + \theta^2)^2} + \frac{\alpha b^2 \sin^2 \varphi}{\lambda \pi^2 (\gamma^2 + \theta^2)^2} = \frac{\alpha b^2}{\lambda \pi^2 (\gamma^2 + \theta^2)^2}, \quad (1.1)$$

где $(d^2 N_{\parallel})/(d\Omega d\lambda)$, $(d^2 N_{\perp})/(d\Omega d\lambda)$ — число фотонов параллельной и перпендикулярной поляризаций соответственно, $\alpha = 1/137$, φ — азимутальный угол наблюдения.

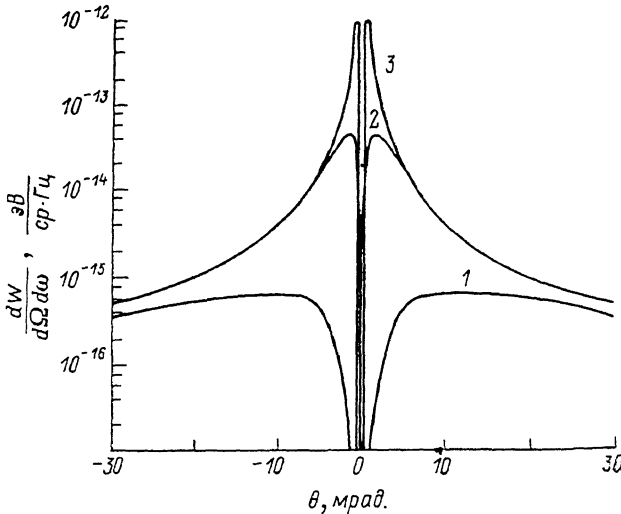


Рис. 1. Спектрально-угловые распределения ОПИ для различных энергий.
1 — 70, 2 — 600, 3 — 3000 ГэВ.

Аналогично для излучения назад при переходе частицы из вакуума в среду получим

$$\frac{d^2 N_{-}}{d\Omega d\lambda} = \frac{d^2 N_{\parallel}}{d\Omega d\lambda} + \frac{d^2 N_{\perp}}{d\Omega d\lambda} = \frac{\alpha \theta^2 \cos^2 \varphi}{\lambda \pi^2 (\gamma^2 + \theta^2)^2} |r^{\parallel}|^2 + \frac{\alpha \theta^2 \sin^2 \varphi}{\lambda \pi^2 (\gamma^2 + \theta^2)^2} |r^{\perp}|^2. \quad (1.2)$$

где $|r^{\parallel}|^2$ и $|r^{\perp}|^2$ — коэффициенты отражения Френеля для соответствующих поляризаций, θ — угол наблюдения, отсчитываемый от осп, определяемой законом отражения.

Так как $|r^{\parallel}|^2$ и $|r^{\perp}|^2$ для металлических зеркал мало отличаются друг от друга и имеют слабую зависимость от угла отражения, то

$$|r^{\parallel}|^2 \approx |r^{\perp}|^2 \approx \left| \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \right|^2 = |r|^2, \quad (1.3)$$

где $\sqrt{\epsilon} = n + ix$ комплексно: n , x — коэффициенты преломления и поглощения для металла.

Тогда, учитывая (1.3), из (1.2) получим

$$\frac{d^2 N_{-}}{d\Omega d\lambda} = \frac{\alpha \theta^2}{\lambda \pi^2 (\gamma^2 + \theta^2)^2} |r|^2. \quad (1.4)$$

Легко заметить, что формулы (1.1) и (1.4) отличаются только на коэффициент отражения $|r|^2$ и совпадают с аналогичными для нормального входа релятивистской частицы в металл [12]. Численные расчеты для алюминия по формулам работы [12], не использующим приведенные выше допущения, показали незначительное отличие от результатов, получаемых по формулам (1.1), (1.4) (рис. 1).

Следует отметить, что, пользуясь приближениями, необходимо соблюдать осторожность, так как n и x могут иметь спектральную зависимость в оптической области частот, как, например, для серебра [14]. Причем достоверность n и x невысока, так как измерение их представляет немалую трудность. Для алюминия приближения должны быть вполне справедливыми, так как $|\varepsilon - 1| \approx 20$ для $\lambda = 500$ нм, а углы наблюдения $\theta < 0.1$ рад. Коэффициент отражения в видимой области изменяется в пределах нескольких процентов, поэтому спектр ОПИ для алюминия можно считать имеющим вид $1/\lambda$ (см. (1.4)).

б) Приведем также некоторые формулы, удобные для оценок ОПИ.

Число фотонов, излучаемых в телесный угол, ограниченный углами $\pm\theta$, получим интегрированием (1.4)

$$\frac{dN_-}{d\Omega} = \frac{\alpha}{\lambda\pi} \left[\ln(1 + \gamma^2\theta^2) - \frac{\theta^2}{\gamma^{-2} + \theta^2} \right] |r|^2. \quad (1.5)$$

Максимальная плотность излучения будет наблюдаться под углом $\theta = \theta_{\max} = 1/\gamma$ и определяться формулой

$$\left. \frac{d^2N_-}{d\Omega d\lambda} \right|_{\theta=1/\gamma} = \frac{4\alpha\gamma^2}{\lambda\pi^2} |r|^2. \quad (1.6)$$

При углах наблюдения, много больших, чем θ_{\max} , плотность ОПИ не зависит от энергии частицы

$$\left. \frac{d^2N_-}{d\Omega d\lambda} \right|_{\theta \gg 1/\gamma} = \frac{\alpha}{\lambda\pi^2\theta^2} |r|^2. \quad (1.7)$$

1.2. Влияние условий эксперимента на характеристики ОПИ. В эксперименте используется пучок протонов с распределением $F(\xi, \eta)$, где ξ, η — координаты в плоскости генерации ОПИ. Распределение ОПИ наблюдается в плоскости, находящейся на расстоянии R и расположенной нормально к оси ОПИ, регистрирующим прибором (телекамерой) с собирающим отверстием диаметра D . Поэтому результат измерений будет зависеть от геометрических характеристик установки и параметров пучка протонов.

а) Число фотонов на единицу площади в плоскости наблюдения от всего пучка определится интегралом типа свертки

$$\frac{d^2N_F}{dS d\lambda}(x, y, R) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\xi, \eta) \frac{d^2N}{dS d\lambda}(x - \xi, y - \eta, R) d\xi d\eta, \quad (1.8)$$

где $(d^2N/dS d\lambda)(x - \xi, y - \eta, R)$ — распределение плотности ОПИ на расстоянии R для точечного источника с координатами ξ, η .

Распределение светового потока в плоскости наблюдения, проходящего через отверстие диаметра D , определяется через интеграл свертки функции $(d^2N_F)/(dS d\lambda)$ по отверстию.

Получаемое объективом изображение будет отличаться от истинного, так как распределение фотонов в изображении имеет вид

$$F'(\xi, \eta, R, D) = F(\xi, \eta) I(\xi, \eta, R, D), \quad (1.9)$$

где $I(\xi, \eta, R, D)$ — свертка функции $(d^2N)/(dS d\lambda)$ по отверстию диаметра D . Очевидно, что истинное распределение $F(\xi, \eta)$ восстанавливаемо, если будет известно спектрально-угловое распределение ОПИ и геометрические характеристики установки.

б) Для выведения ОПИ, излучаемого вперед при переходе частицы из среды в вакуум, необходимо использовать наклонное (45°) зеркало, поскольку ось этого излучения направлена по пучку. В плоскость наблюдения это излучение (1.1) передается с коэффициентом отражения $|r|^2$, а результирующее спектрально-угловое распределение $(d^2N)/(d\Omega d\lambda)$ будет определяться суммарным излучением границ среда—вакуум и вакуум—среда

$$\frac{d^2N}{d\Omega d\lambda} = \frac{d^2N_-}{d\Omega d\lambda} + \frac{d^2N_+}{d\Omega d\lambda} |r|^2 = 2 \frac{\alpha\theta^2}{\lambda\pi^2(\gamma^{-2} + \theta^2)^2} |r|^2. \quad (1.10)$$

Плотность излучения в максимуме распределения ОПИ для пучка протонов с $E_p = 70$ ГэВ и $\sigma = 0.3$ см на расстоянии $R = 55$ см рассчитывается по формуле (1.8)

$$\frac{d^2 N_F}{d\Omega d\lambda}(0_{\max}) = K \frac{1}{\lambda}, \quad (1.11)$$

где $K = 1.6$ фотон/(протон·ср).

Для сопоставления теоретического и экспериментального результатов рационально провести абсолютные измерения коэффициента K и относительные измерения суммарного углового распределения ОПИ, а также величин выходов ОПИ вперед и назад.

2. Эксперимент

Эксперимент проводился на выведенном пучке протонов с энергией 70 ГэВ, интенсивностью $5 \cdot 10^{11} - 10^{13}$ и $\sigma = 0.3$ см на канале 8 ускорителя У-70. В качестве среды использовался алюминий, напыленный толщиной 350 Å на майларовую пленку и 0.5 мкм на полиимидную пленку. Для измерения ОПИ применялся дифртовой телевизионный метод [10].

2.1. Конструкция. Установка состоит из вакуумного бокса (1), перемещающейся платформы с телекамерой и устройства для введения пленок в пучок. Схема установки показана на рис. 2. На держателе механизма ввода—вывода 3 под углом 45° к пучку установлена майларовая пленка 4, обращенная алюминиевым покрытием к налетающим протонам P . На втором держателе под углом 90° к пучку установлена полиимидная пленка 5 с алюминиевым покрытием, обращенным к пленке 4. Генерируемые на границах алюминий—вакуум и вакуум—алюминий ОПИ вперед TR_+ и назад TR_- выводятся через окно 2 (стекло марки К8 толщиной 0.8 см) на объектив 6. Все количество фотонов, определяемое диаметром диафрагмы 7, собирается на мишени видикона телекамеры 8. Распределение числа фотонов на единицу площади в плоскости диафрагмы определяется посредством сканирования телекамерой в плоскости, параллельной плоскости YOZ , и измерением суммарного заряда, образованного фотонами в мишени видикона. На рис. 2 видно, что при максимальном смещении телекамеры влево или вправо на видиконе будет формироваться два изображения TR'_+ и TR'_- .

2.2. Телекамера. Для измерений используется специально разработанная телекамера на видиконе с мишенью из селенида кадмия (ЛИ450). Телекамера может работать в режиме от одного кадра (20 мс) до нескольких секунд, причем чувствительность ее остается неизменной при импульсных засветках от наносекунд до единиц секунд. Мишень из селенида кадмия обладает высокой квантовой эффективностью $\eta_{\max} = 0.67$, а спектральная характеристика обеспечивает коэффициент перекрытия со спектром излучения ОПИ 0.61. Пороговая чувствительность телекамеры в максимуме спектральной характеристики ($\lambda_{\max} = 680$ нм), т. е. энергетическая облученность, вызывающая сигнал, равный шумам, достигает величины $2.4 \cdot 10^{-7}$ Дж/м² ($8 \cdot 10^5$ фотон/мм²). Линейность свет-сигнальной характеристики сохраняется в пределах трех порядков. Темновые токи кадмикона не превышают 1 нА при максимальном выходном токе 1 мкА.

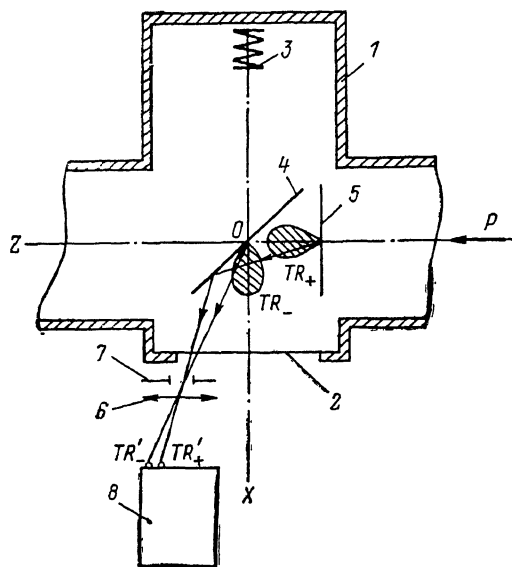


Рис. 2.

Следует отметить, что при лабораторных измерениях для камеры на обычном видиконе ЛИ441 (стибнитовая мишень) была получена наилучшая пороговая чувствительность $1.6 \cdot 10^{-6}$ Дж/м² в максимуме спектральной характеристики. С учетом коэффициента перекрытия спектров такая камера уступает разработанной по чувствительности на порядок. Из-за больших темновых токов обычного видикона (100 нА) накопление практически невозможно, поэтому при использовании режима накопления излучения в телекамере с кадмикомом по длительности ~ 2 с суммарный выигрыш по чувствительности достигает трех порядков.

2.3. Способ измерения. Измерения проводились с помощью аппаратно-программных средств, описанных в работе [10], следующим образом. Изображение пучка протонов в выделенной области телевизионного раstra оцифровыв-

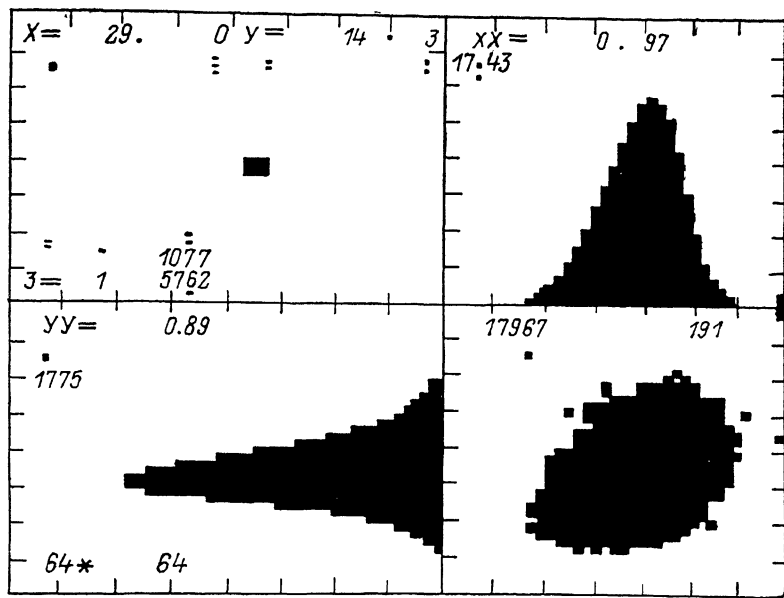


Рис. 3. Информация об изображении пучка, представляемая на графическом дисплее.

$X=29.00$, $Y=14.00$ — положение центра тяжести; 5762 — интенсивность пучка в единицах 10^9 протонов; $XX=0.97$, $YY=0.89$ — линейная дисперсия пучка; 192, 17967 — значение максимальной амплитуды видеосигнала и сумма всех значений амплитуд; 64×64 — размер оцифровываемой области. Все величины приведены в относительных единицах.

валось 8-разрядным АЦП, вводилось в ЭВМ, обрабатывалось, представлялось на графическом дисплее (рис. 3), а также запоминалось для дальнейшей обработки.

Алгоритм работы измерительной системы приводится на рис. 4. Измерение разделяется на 2 фазы: измерение изображения пучка совместно с фоном, образованным темновыми токами кадмикона, и измерение темнового фона в паузе между импульсами пучка. Время накопления зарядов в мишени видикона в обоих случаях одинаково. Такой алгоритм работы позволяет собрать весь свет, образованный за время его генерации, синхронизировать измерительную систему с работой ускорителя и исключить наводки, сопровождающие импульсный вывод пучка протонов.

2.4. Фоновые условия работы установки. Основным источником фона являются частицы, облучающие стеклянную планшайбу и мишень видикона 8, а также стеклянное окно 2, отделяющее вакуумную область установки (рис. 2). При облучении в стеклах образуется световое излучение, обусловленное люминесценцией и черенковским излучением, а в мишени рождаются дополнительные заряды. Покажем преимущества, которые достигаются при измерении освещенности (плотности зарядов) на мишени, что реализуется в телекамерах, по сравнению с интегральными измерениями светового потока (суммарного тока со всей мишени или фотокатода), что имеет место в фотоэлектронных умножителях

(ФЭУ). Отметим, что в первом случае в процессе программно-математической обработки в ЭВМ световой поток совместно с фоном определяется интегралом от освещенности по площади светового пятна, поэтому вклад фона должен уменьшиться пропорционально отношению площади мишени к площади светового пятна. Оценим отдельно вклад фона, полученного при облучении стеклянной планшайбы с мишенью (с фотокатодом) и разделяющего окна.

Из простых соображений получим оценку соотношения сигнал—фон для облучаемого потоком частиц видикона

$$\eta_B \sim \frac{NS_0}{N_\phi S_\kappa} = \frac{NS_0}{N_\phi S_{\text{изл}}} \left(\frac{l}{f}\right)^2, \quad (2.1)$$

где N — плотность измеряемого излучения в плоскости собирающего отверстия площадью S_0 ; N_ϕ — плотность фона на мишени; S_κ , $S_{\text{изл}}$ — площади изображе-

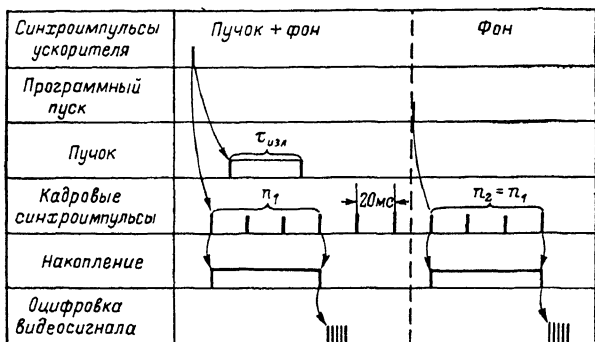


Рис. 4. Алгоритм работы измерительной системы.

ния и излучающей области; f — фокусное расстояние объектива; l — расстояние от видикона до излучателя.

Для ФЭУ

$$\eta_{\text{ФЭУ}} \sim \frac{NS_0}{N_\phi S_{\text{ФЭУ}}}, \quad (2.2)$$

где $S_{\text{ФЭУ}}$ — площадь фотокатода.

Из (2.1) и (2.2) получим

$$\frac{\eta_B}{\eta_{\text{ФЭУ}}} \sim \frac{S_\phi}{S_{\text{изл}}} \left(\frac{l}{f}\right)^2. \quad (2.3)$$

При площади фотокатода $\sim 10 \text{ см}^2$, излучающей области $\sim 1 \text{ см}^2$, $lf \sim 10$ $\eta_B/\eta_{\text{ФЭУ}} \sim 10^3$. При учете только фона разделяющего стекла для видикона получим

$$\eta_B = \frac{\frac{nS_0}{4\pi l_1^2} \left(\frac{l_1}{f}\right)^2 S_\kappa}{\frac{n_\phi S_0}{4\pi l_2^2} \left(\frac{l_2}{f}\right)^2 S_\kappa} = \frac{n}{n_\phi}, \quad (2.4)$$

где n — плотность фотонов с излучателя, n_ϕ — плотность фотонов с разделяющего стекла; l_1 , l_2 — расстояния от видикона до излучателя и стекла соответственно.

Для ФЭУ

$$\eta_{\text{ФЭУ}} \sim \frac{\frac{nS_{\text{ФЭУ}}}{4\pi l_1^2} S_{\text{изл}}}{\frac{n_\phi S_{\text{ФЭУ}}}{4\pi l_2^2} S_{\text{ст}}} = \frac{nS_{\text{изл}}}{n_\phi S_{\text{ст}}} \left(\frac{l_2}{l_1}\right)^2, \quad (2.5)$$

где $S_{\text{ст}}$ — площадь разделяющего стекла.

Из (2.4) и (2.5) получим

$$\frac{\eta_B}{\eta_{ФЭУ}} \sim \left(\frac{l_1}{l_2}\right)^2 \frac{S_{ст}}{S_{пз1}}. \quad (2.6)$$

При площади разделительного стекла $\sim 100 \text{ см}^2$, излучающей области $\sim 1 \text{ см}^2$, $l_1/l_2 \sim 2 \eta_B/\eta_{ФЭУ} \sim 400$.

Так как выход ОПИ очень мал, то очевидны преимущества используемого способа измерений по сравнению с прямыми измерениями ФЭУ. Измерение составляющих фона производится следующим образом. Фон стеклянной планшайбы и мишени измеряется при закрытой диафрагме. Фон разделительного стекла совместно с предыдущими измеряется с полностью открытой диафрагмой при выведенной из пучка пленке или в области мишени видикона без изображения пучка.

2.5. Юстировка и калибровка. Совмещение оптической оси телекамеры, оси пучка, ориентировка механизмов перемещения и установка алюминизированных пленок проводились с помощью лазера с использованием системы оцифровки изображения пятна лазера для контроля его положения.

Калибровка телекамеры по чувствительности проведена на собранной установке с объективом и разделительным стеклом с помощью фотометра (погрешность $\pm 10 \%$) и измерительной системы [10], используемой в эксперименте.

Экспериментальное значение K (1.14) определяется из следующего соотношения:

$$k = \frac{\Sigma}{N} \frac{ER^2}{\Sigma_k \rho} \left(\frac{\text{фотон}}{\text{протон} \cdot \text{ср}} \right), \quad (2.7)$$

где R — расстояние от места излучения до диафрагмы; $\rho=0.61$ — коэффициент перекрытия спектров излучения и спектральной чувствительности кадмикона; E — освещенность в плоскости диафрагмы, измеренная фотометром; Σ_k — сумма отсчетов, соответствующих световому потоку источника света с $\lambda=660 \text{ нм}$; Σ/N — число отсчетов на один протон, соответствующих световому потоку измеряемого излучения.

Следует отметить, что такое определение K справедливо только для малых размеров диафрагм (в нашем случае 0.2 см). Для больших размеров диафрагмы формула требует учета не только размеров пучка, но и размеров диафрагмы (см. раздел 1.2).

3. Результаты, обсуждение и выводы

3.1. ОПИ для протонов с энергией 70 ГэВ . Результаты по измерению углового распределения излучения представлены на рис. 5. Теоретические кривые (сплошная линия) рассчитывались для пучков с $\sigma=0.2$ (1), 0.3 (2), 0.4 см (3) с учетом собирающего отверстия диаметром 0.5 см . Несколько завышенное значение экспериментальных точек при $\theta=0^\circ$ объясняется тем, что пучок протонов имеет угловую сходямость $1-2 \text{ мрад}$ и форму распределения, отличную от гауссовой.

Экспериментальное значение коэффициента K для суммарного излучения от двух пленок в максимуме углового распределения -1.4 ± 0.2 фотон/(протон·ср), что согласуется с расчетным значением 1.6 фотон/(протон·ср). Следует отметить, что основной вклад в погрешность измерений вносит калибровка (см. раздел 2.5).

При максимальном смещении телекамеры наблюдаются два изображения пучка (рис. 6): левое изображение соответствует излучению вперед TR_+ из пленки 5, а правое — назад TR_- из пленки 4 (рис. 2). Различие по величине профилей определяется тем, что камера сфокусирована на плоскость, лежащую симметрично между пленками 4 и 5, а также сбором света с различных углов для этих пленок. В сумме эти два эффекта в крайнем правом положении телекамеры должны давать различие в световых потоках TR_+ и $TR_- \sim 20 \%$. Следовательно, излучение вперед TR_+ , отраженное от пленки 4, и излучение из этой же пленки назад практически одинаковы.

Вклад таких видов излучения, как черенковское излучение из окисной пленки, люминисценция окисной пленки, тормозное излучение протонов в металле, свечение остаточного газа, по оценкам пренебрежимо мал.

Фон, обусловленный облучением стеклянной планшайбы и мишени видикона при интенсивности пучка $5 \cdot 10^{12}$, дает сигнал, превышающий пороговую чувствительность телекамеры в 5 раз, что практически не уменьшает динамический диапазон видикона. Фон разделительного стекла при этой же интенсивности

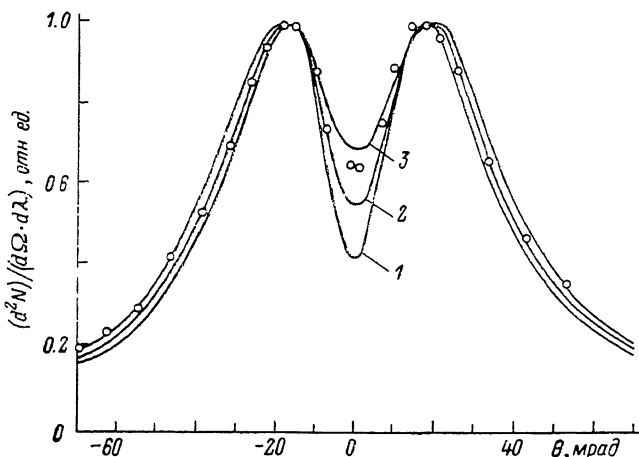


Рис. 5. Результат измерения углового распределения ОПИ для протонов с энергией 70 ГэВ.
Кружки — эксперимент.

и полностью открытой диафрагме (диаметр 2.5 см) имеет величину ~ 0.5 от пороговой чувствительности телекамеры, а так как основные измерения проводились с диафрагмой диаметром 0.2—0.6 см, то вклад этой части фона незначителен.

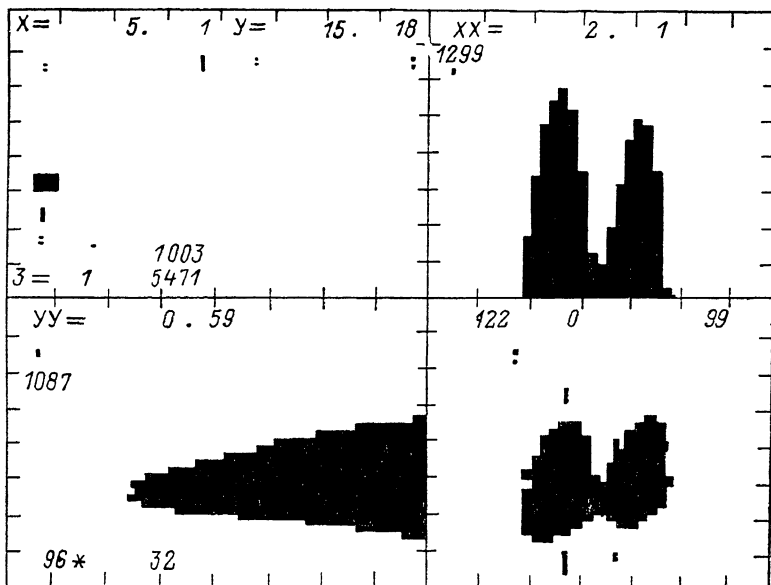


Рис. 6.

Отметим, что измерения для протонов с энергией 70 ГэВ нельзя провести в воздухе, так как при этом образуется конус черенковского излучения с углом раствора $2\theta = 40$ мрад. Черенковское излучение практически совпадает с максимумом излучения для ОПИ и для столба воздуха 10 см превосходит его по плотности почти на порядок.

3.2. Искажение профилей пучка протонов. Как было показано в разделе 1.2а, изображение пучка протонов должно искажаться. Были проведены изме-

рения профилей пучка с диафрагмой диаметром 0.4 см для различных углов наблюдения. Зависимость линейной дисперсии пучка σ показана на рис. 7. Анализ формулы (1. 9) позволяет сделать вывод, что искажения могут уменьшаться при увеличении диаметра диафрагмы и сужении углового распределения ОПИ (т. е. для больших значений γ). В противном случае истинную форму изображения необходимо восстанавливать с помощью формулы (1. 9), что приводит к необходимости точной юстировки оборудования и использованию данных по угловому распределению ОПИ. В качестве таких данных с достаточной степенью точности, как показано в разделе 3.1, может быть использована формула (1. 4).

3.3. Оценка применения ОПИ для диагностики пучков протонов с энергией 70, 600, 3000 ГэВ. Предполагается, что в телекамере установлен видикон ЛИ450, телекамера работает в режиме накопления, при цифровой обработке (вычитании фонов) пороговая чувствительность ухудшается в 2 раза, ОПИ образуется на одной алюминиевой фольге толщиной 1 мкм. Для собирания ОПИ

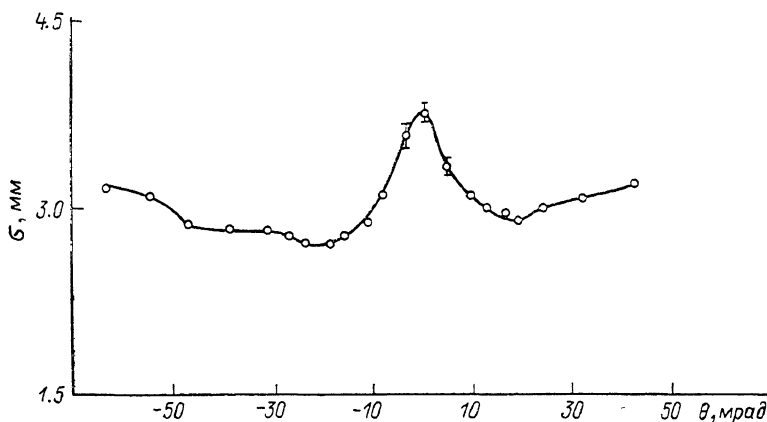


Рис. 7.

используется объектив с относительным отверстием 2 с коэффициентом уменьшения $K=10$ (при этом сбор света будет производиться с углов ± 23 мрад), коэффициентом пропускания оптической системы $\eta=0.7$. Тогда пороговая чувствительность диагностического устройства определяется следующим соотношением:

$$\frac{dI}{dS} = \frac{E_{\text{порог}} \eta}{\frac{dN}{dS} k^2}, \quad (3.1)$$

где $E_{\text{порог}}=1.6 \cdot 10^3$ фотон/см² — пороговая чувствительность при $\lambda=680$ нм с учетом обработки, $(dN)/(dS)$ — число собираемых фотонов с единицы площади на один протон в пределах углов ± 23 мрад (1.5) с учетом перекрытия спектров.

Рабочей чувствительностью будем считать интенсивность, обеспечивающую сигнал, превышающий пороговый в 5 раз, т. е. это будет нижний порог диагностического устройства I_H для пучка с линейной дисперсией σ

$$I_H = 5 (2\pi\sigma)^2 \frac{dI}{dS}. \quad (3.2)$$

Верхний рабочий предел $(dI_B)/(dS)$ определяется нагревом алюминия до температуры плавления за счет ионизационных потерь $(1/\rho)(dE/dx)$ протонов.

Относительные потери $(\Delta I)/I$ при прохождении пучка через фольгу находятся из формулы

$$\frac{\Delta I}{I} \approx 6.02 \cdot 10^{23} \rho d \sigma_i, \quad (3.3)$$

где ρ — плотность вещества, d — толщина фольги, σ_i — сечение неупругого взаимодействия протонов с веществом фольги на один нуклон.

Изменение импульса, обусловленное ионизационными потерями, ориентировочно составляет

$$\frac{\Delta P}{P} \approx \frac{\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}\right) \rho d}{E} \quad (3.4)$$

Относительное увеличение эмиттанса $(\Delta \epsilon)/\epsilon$ за счет кулоновского рассеяния протонов с импульсом P в веществе фольги оценивается по формуле

$$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \approx \frac{1.12 \cdot 10^{-4}}{\rho^2} \left(\frac{\sigma}{\epsilon}\right)^2 \frac{d}{L_{\text{рад}}}, \quad (3.5)$$

где $L_{\text{рад}}$ — радиационная длина материала.

Потенциально возможное разрешение [9] $S = (\gamma\lambda)/2\pi$.

Параметры диагностического устройства на ОПИ для пучков протонов с $E = 70, 600, 3000$ ГэВ, определяемые по приведенным формулам, сведены

$E, \text{ ГэВ}$	$\epsilon, \text{ мм} \cdot \text{рад}$	$\frac{dI}{dS}, \text{ протон/см}^2$	$I_{\text{н}} (\sigma = 1 \text{ см}), \text{ протон}$	$\frac{dI_B}{dS}, \text{ протон/см}^2$	$\frac{\Delta I}{I}$	$\frac{\Delta P}{P}$	$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} (\sigma = 1 \text{ см})$	$S, \text{ мк}$
70	1	$2.7 \cdot 10^9$	$8.4 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{15}$	$6.5 \cdot 10^{-6}$	10^{-8}	$2.6 \cdot 10^{-3}$	0.01
600	0.7	$3.8 \cdot 10^8$	$1.2 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{15}$	$6.5 \cdot 10^{-6}$	10^{-9}	$7 \cdot 10^{-7}$	0.05
3000	0.2	$1.9 \cdot 10^8$	$6 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{15}$	$6.5 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-10}$	$3.5 \cdot 10^{-7}$	0.3

Примечание. Майларовая пленка разрушается при $2 \cdot 10^{13}$ протон/см².

в таблицу. Из данных таблицы видно, что тонкая алюминиевая фольга практически не возмущает пучок, а условия использования ОПИ для диагностики пучков улучшаются с увеличением энергии протонов.

Заключение

Экспериментальные результаты находятся в согласии с предельными формулами для ОПИ при $\gamma \gg 1$ и $\theta \ll \min(\psi, \pi/2 - \psi, |\epsilon - 1|)$, что позволяет их использовать в расчетах с достаточной точностью для вывода ОПИ как вперед, так и назад.

Чувствительность используемой аппаратуры для регистрации ОПИ превосходит обычно используемые телекамеры для быстрого вывода (< 20 мс) на порядок, а медленного (< 2 с) — до трех порядков.

При измерении интегральных световых потоков в условиях больших фонов применение цифровой телевизионной аппаратуры предпочтительнее устройств с использованием ФЭУ.

При измерении параметров пучков по ОПИ возникают погрешности, которые могут исключаться в процессе обработки изображения пучка.

ОПИ с использованием цифрового телевизионного метода измерений может применяться для квазинеразрушающего контроля параметров выведенных пучков протонов из У-70 ($1.4 \cdot 10^{10} - 10^{15}$ протон/см²) и УНК ($2 \cdot 10^9 - 10^{15}$ протон/см²) при этом имеется возможность проводить абсолютные измерения интенсивности с точностью $\pm 15\%$. На пучках УНК следует ожидать лучших условий для применения ОПИ благодаря увеличению световых выходов и сужению углового распределения ОПИ.

Список литературы

- [1] Гинзбург В. А., Франк И. М. // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. Вып. 1. С. 15—28.
- [2] Франк И. М. // УФН. 1965. Т. 87. Вып. 2. С. 189—209.
- [3] Кобзев А. П., Михалыч С., Рутковский Е., Франк И. М. // ЯФ. 1972. Т. 15. Вып. 2. С. 326—353.
- [4] Oostens J., Prunster S., Wang C. L., Yung L. C. L. // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 19. N 9. P. 541—543.
- [5] Wartski L., Marcon J., Roland S. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1973. Vol. 20. N 3. P. 544—548.
- [6] Гарибян Г. М. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. Вып. 2 (8). С. 527—533.

- [7] *Wartski L., Roland S., Lasall J. et al.* // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 6. P. 3644—3653.
- [8] *Rule D. W., Fiorito R. B.* Naval Surface Weapons Center Technical Report NSWC TR 84-134. 1984.
- [9] *Bosser J., Mann J., Ferioli G., Wartski L.* // NIM. 1985. Vol. A238. P. 45—52.
- [10] *Гусак А. А., Дубасов Ю. Б., Новиков В. П.* и др. Препринт ИФВЭ. № 87-122. Серпухов, 1987.
- [11] *Гарибян Г. М., Ян Ши.* Рентгеновское переходное излучение. Ереван, 1983. 230 с.
- [12] *Гинзбург В. А., Цытович В. Н.* Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984. 360 с.
- [13] *Коркмазян М. А., Элбакян С. С.* // Матер. II симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, 1984. С. 603.
- [14] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.

Поступило в Редакцию
22 декабря 1988 г.
