

УДК 537.872.32

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФАЗОВОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА В МИКРОТРОНЕ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. В. Серов

*Измерено угловое распределение переходного излучения электронного сгустка, ускоренного в микротроне. Измерения проводились при различных режимах работы микротрона и различных настройках тракта транспортировки пучка. На основе этих измерений вычислялся поперечный размер и фазовая протяженность сгустка.*

Если границу раздела двух сред пересекает пучок заряженных частиц, то переходное излучение является результатом интерференции излучения большого числа частиц. При этом на спектрально-угловое распределение излучения влияют как свойства излучения одиночного заряда, так и размеры сгустка и распределение частиц в сгустке. Влияние распределения зарядов становится особенно заметным, когда излучение регистрируется на длине волны, соизмеримой с размером сгустка. Зависимость интенсивности когерентного излучения от пространственного распределения частиц можно использовать для определения различных характеристик пучка. В большинстве случаев такой метод определения характеристик пучка является довольно сложным, поскольку угловое распределение излучения зависит от большого числа параметров: энергетического распределения частиц, размеров сгустка, распределений зарядов в продольном и поперечных направлениях, угловых распределений. Задача существенно упрощается в том случае, когда некоторые параметры сгустка известны.

В работе приведены результаты экспериментальных измерений угловой зависимости интенсивности переходного излучения, возникающего при пересечении металлической фольги сгустком частиц, ускоренных в микротроне. На основе этих данных, а также результатов измерения распределения частиц в поперечном направлении, определялась

фазовая протяженность сгустка. Фазовая протяженность определена при различных режимах работы микротрона.

В экспериментах использовались электронные сгустки, ускоренные в микротроне, работающем на первом типе ускорения. Электроны после прохождения 12 орбит имели энергию 7.4 МэВ. Ускоренный ток составлял 40 мА в импульсе длительностью 4 мксек. Частицы выводились из микротрона при помощи магнитного канала, внутренний диаметр которого был равен 8 мм, а длина 50 см. После вывода пучок проходил электронно-оптический тракт длиной 1.5 м, включающий квадрупольные линзы и корректоры положения. Электроны выводились в атмосферу через медную фольгу толщиной 100 мкм, расположенную на фланце тракта. Излучение, генерируемое сгустком при пересечении фольги, регистрировалось кремниевым точечным диодом Д407, имеющим несколько узких полос чувствительности в диапазоне длин волн 4 – 8 мм. Диод располагался в плоскости орбиты микротрона на расстоянии 100 мм от фланца и перемещался в направлении, перпендикулярном направлению распространения пучка. Измерялось угловое распределение когерентного переходного излучения в плоскости ускорения.

Согласно теории [1], интенсивность излучения одиночного заряда пропорциональна

$$I \sim \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2}, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол между направлением движения заряда и направлением на приемник излучения,  $\beta = v/c$  – отношение скорости заряда  $v$  к скорости света  $c$ .

Углы  $\theta$ , под которыми регистрировалось излучение в эксперименте, лежали в диапазоне  $0^\circ - 35^\circ$ . Приведенная энергия электронов, ускоренных в данном микротроне, равна  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2} \simeq 15$  и поэтому угол, под которым интенсивность переходного излучения максимальна, равен  $\theta_m = \gamma^{-1} \simeq 3.5^\circ$ . Из выражения (1) следует, что интенсивность излучения релятивистской частицы при изменении угла наблюдения от  $0^\circ$  до  $35^\circ$  проходит через максимум при угле  $\theta_m \simeq 3.5^\circ$  и затем плавно спадает.

На рис. 1 точками показаны экспериментально измеренные зависимости интенсивности излучения от угла наблюдения  $\theta$ . Измерения проводились на длине волны  $\lambda \simeq 7.2$  мм, соизмеримой с размерами сгустка. Зависимости были получены при различных режимах работы установки, отличавшихся уровнем высокочастотной мощности, подводимой к ускоряющему резонатору микротрона, и настройкой электронно-оптического тракта. Изменение мощности в резонаторе приводит к тому, что меняется равновесная фаза ускорения и, следовательно, фазовая протяженность сгустка  $l$ , т.е. его размер

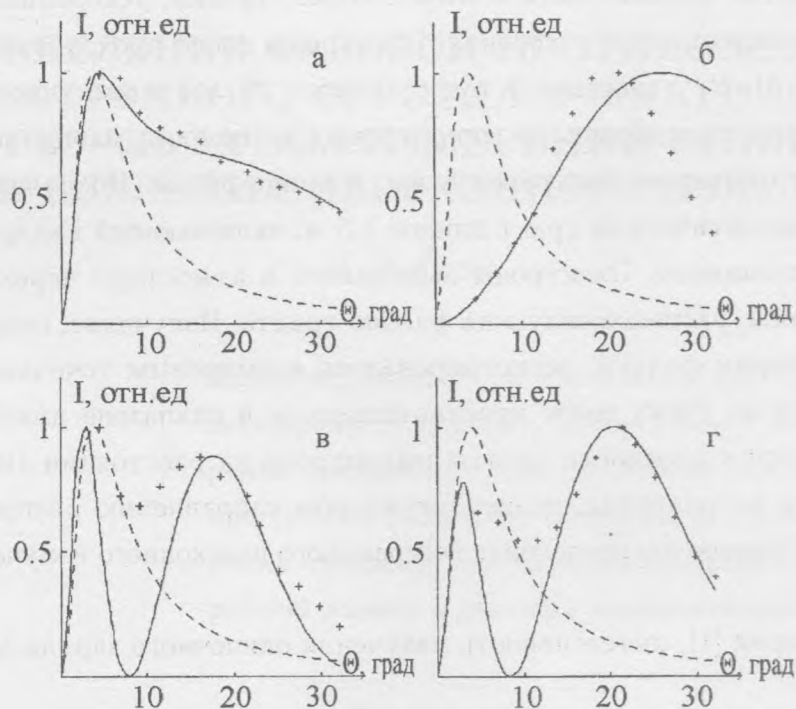


Рис. 1. Угловые зависимости интенсивности переходного излучения. (+) – экспериментальные данные, (– –) – угловое распределение интенсивности излучения одиночного заряда, (–) – расчетная зависимость а)  $2r_0 = 15$  мм,  $l = 14.3$  мм; б)  $2r_0 = 15$  мм,  $l = 13.8$  мм; в)  $2r_0 = 28$  мм,  $l = 13.2$  мм; г)  $2r_0 = 23$  мм,  $l = 13.3$  мм.

в направлении движения [2]. Изменение настройки тракта (изменение тока в линзах) вызывает изменение поперечных размеров пучка. Сравнение рисунков показывает, что угловые зависимости интенсивности излучения сильно зависят от режима работы микротрона. Пунктирной линией на тех же рисунках показана угловая зависимость интенсивности излучения одиночного заряда.

Для определения закона изменения плотности заряда в поперечном направлении было измерено горизонтальное распределение частиц в пучке. Для этого после фольги, через которую выводился пучок, располагалась поглощающая электроны свинцовая пластина толщиной 8 мм. В пластине имелась вертикальная щель высотой 15 мм и шириной 1 мм. За пластиной находился цилиндр Фарадея, измеряющий ток пучка, про-

шедшего через щель. Перемещение свинцовой пластины в горизонтальном направлении позволяло определить распределение частиц и поперечный размер пучка. Измерения показали, что при данном режиме работы микротрона пучок после пересечения фольги имел ширину 10 мм. Угловое распределение переходного излучения, измеренное при такой ширине сгустка, показано на рис. 1а. Были проведены измерения углового распределения с той же самой настройкой электронно-оптического тракта, но при другом уровне высокочастотной мощности, подводимой к резонатору. Экспериментальные значения, полученные в этом эксперименте, показаны крестиками на рис. 1б. Видно, что в первом случае (рис. 1а) максимумы интенсивности излучения сгустка и одиночного заряда совпадают, но сильно отличаются законы спада интенсивности при увеличении угла наблюдения. Напомним, что угол, под которым интенсивность переходного излучения максимальна, в данном эксперименте равен  $\theta_m \simeq 3.5^\circ$ . Во втором случае (рис. 1б) не совпадают и углы, под которыми наблюдаются максимумы излучения.

Угловые зависимости, измеренные с одинаковым уровнем мощности (в пределах точности измерений), но с различной настройкой тракта транспортировки электронного пучка, приведены на рис. 1в и рис. 1г. При этих измерениях в угловом распределении присутствуют максимумы излучения сгустка под углом  $\theta = \gamma^{-1}$ , но кроме этого существуют еще дополнительные максимумы под другими углами.

Из рисунков видно, что экспериментально измеренные распределения отличаются от распределения переходного излучения одиночного заряда. Причина отличия измеренных угловых распределений от предсказываемого теорией заключается в когерентном характере излучения. В эксперименте датчик регистрирует излучение не отдельного электрона, а результат интерференции волн, излученных электронами сгустка. Эта интерференция приводит к тому, что угловое распределение переходного излучения для сгустка и для отдельного электрона так сильно различаются. При этом определяющим фактором, влияющим на угловое распределение, является взаимное расположение излучающих частиц.

Для определения фазовой протяженности сгустка (протяженности в направлении распространения) были проведены численные расчеты углового распределения переходного излучения, генерируемого сгустком, ускоренным в микротроне. При расчетах учитывались условия резонансного ускорения частиц в микротроне и размеры выводящего магнитного канала, позволяющие сделать оценки некоторых параметров пучка. Так максимально возможный энергетический разброс в пучке, ускоренном в данном микротроне, не мог превышать  $\pm 0.3\%$ , а угловой разброс –  $\pm 0.002$  рад. Поэтому как

энергетический, так и угловой разброс не вносят заметного вклада в угловое распределение излучения.

При расчетах были сделаны предположения о форме пучка и законе распределения плотности частиц. Полагалось, что сгусток имеет форму эллипсоида вращения, продольная ось которого равна  $l$ , поперечное сечение является кругом радиуса  $r_0$ , а распределение плотности как в продольном, так и в поперечном направлении описывается косинусоидой. Предположение о таком законе распределения хорошо согласуется с результатами измерения поперечного распределения плотности.

При расчете углового распределения излучения применялся тот же подход, что и в работе [3], т.е. сгусток представлялся в виде совокупности тонких слоев, параллельных границе раздела, последовательно пересекающих фольгу. Каждый слой является кругом. Радиус круга  $a(t)$ , пересекающего поверхность раздела, меняется со временем. В момент времени  $t$  радиус определяется формулой

$$a(t) = r_0 \sqrt{1 - \left(\frac{2vt}{l}\right)^2}. \quad (2)$$

При  $t = \pm l/2v$  радиус круга равен нулю. Плотность заряда в точке, расположенной на расстоянии  $r$  от центра круга, пропорциональна  $\cos(\pi r/2a)$ . Изменение радиуса круга и распределения плотности во времени определяет эволюцию излучающей области. Таким образом, излучение сгустка, пересекающего фольгу, можно представить как излучение некоторой области, лежащей на фольге, причем по мере прохождения сгустка эта область возникает, расширяется, а затем уменьшается и исчезает.

Каждый элемент излучающей области  $dS = r dr d\varphi$ , определяемый радиусом  $r$  и углом  $\varphi$ , является источником излучения, а поле переходного излучения от этого элемента описывается выражением

$$E_w = \frac{\sigma}{\pi c R} \left( \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right) \exp\left(i \frac{w}{c} R\right) dS, \quad (3)$$

где  $R$  – расстояние от излучающего элемента до точки, в которой определяется поле,  $\sigma$  – поверхностная плотность заряда. При расчетах  $\sigma$  считалась не зависящей от угла  $\varphi$  и определялась формулой

$$\sigma = \sigma_0 \cos\left(\frac{\pi r}{2a}\right). \quad (4)$$

Полное поле определяется интегралом по площади круга радиуса  $a$ :

$$E_w = \frac{\sigma_0}{\pi c} \left( \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right) \int_0^a \cos \left( \frac{\pi r}{2a} \right) r dr \int_0^{2\pi} \frac{1}{R} \exp \left( i \frac{w}{c} R \right) d\varphi. \quad (5)$$

В нашем случае мы можем представить расстояние  $R$  следующим образом

$$R = R_0 - \mathbf{nr} = R_0 - r \sin \theta \sin \varphi,$$

где  $R_0$  – расстояние от центра излучающей области до точки наблюдения,  $\mathbf{n}$  – единичный вектор из центра излучающей области до точки наблюдения. С учетом этого соотношения, интегрирование по  $\varphi$  дает следующее выражение для поля переходного излучения, генерируемого тонким диском радиуса  $a$ :

$$E_w = \frac{2\sigma_0}{cR_0} \exp \left( i \frac{w}{c} R_0 \right) \left( \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right) \int_0^a \cos \left( \frac{\pi r}{2a} \right) J_0 \left( \frac{2\pi}{\lambda} r \sin \theta \right) r dr. \quad (6)$$

Поле переходного излучения, генерируемое сгустком, имеющим длину  $l$ , описывается выражением:

$$E_w = \frac{2}{cR_0} \exp \left( i \frac{w}{c} R_0 \right) \left( \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right) \int_{-l/2v}^{l/2v} \sigma_0(t) \exp(iwt) \times \\ \times \int_0^a \cos \left( \frac{\pi r}{2a(t)} \right) J_0 \left( \frac{2\pi}{\lambda} r \sin \theta \right) r dr dt, \quad (7)$$

где изменение во времени радиуса диска  $a$  описывается соотношением (2), а поверхностной плотности –  $\sigma_0 = \sigma_p \cos(\pi vt/l)$ .

Интегральный множитель в (7) дает Фурье-компоненту от распределения плотности заряда в сгустке.

Выражение (7) использовалось при численных расчетах углового распределения интенсивности когерентного переходного излучения сгустка. Вычислялись зависимости интенсивности излучения на длине волны  $\lambda = 7.2$  мм от угла наблюдения  $\theta$  при различных значениях длины сгустка  $l$  и его поперечного размера  $2r_0$ . Зависимости  $I = I(\theta)$ , полученные из расчетов и достаточно хорошо совпадающие с экспериментальными результатами, показаны на рисунках сплошной линией. При расчетах зависимостей, представленных на рис. 1а и рис. 1б, поперечный размер сгустка (в соответствии с измерениями) принимался равным  $2r_0 = 15$  мм и варьировалась только длина сгустка  $l$ . Результаты расчетов показывают, что изменение фазовой протяженности сгустка от

14.3 до 13.8 мм (всего на 0.5 мм, т.е. на 4%) существенно изменяет картину углового распределения излучения (ср. рис. 1а и рис. 1б). Максимум интенсивности смещается от угла  $\theta \simeq 4^\circ$  к углу  $\theta \simeq 25^\circ$ .

Кривые, приведенные на рис. 1в и рис. 1г, получены из расчетов, при которых менялась как длина сгустка, так и его поперечный размер. Результаты показали, что лучше всего совпадают с экспериментальными зависимостями те кривые, при расчете которых фазовая протяженность сгустка не изменялась. Это совпадает с условиями экспериментов, при которых изменялась только настройка электронно-оптического тракта и поддерживался постоянным уровень высокочастотной мощности подводимой к ускоряющему резонатору. Сравнение кривых на рис. 1в и рис. 1г указывает на заметное влияние на зависимость  $I = I(\theta)$  также и поперечного размера сгустка. Следует отметить, что фазовые протяженности сгустков, определенные в данной работе из результатов углового распределения переходного излучения, согласуются с полученными ранее из расчетов динамики электронов в микротроне [4].

Автор выражает благодарность Б. М. Болотовскому за многочисленные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М., Наука, 1984.
- [2] Капица С. П., Мелехин В. Н. Микротрон. М., Наука, 1969.
- [3] Болотовский Б. М., Серов А. В. ЖТФ, **72**, N 1, 3 (2002).
- [4] Беловинцев К. А., Левонян С. В., Серов А. В. ЖТФ, **51**, N 4, 752 (1981).

Поступила в редакцию 10 июня 2003 г.