

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ 10 МЭВ БЕТАТРОНА

В. А. МОСКАЛЕВ

(Представлено научным семинаром физико-технического факультета)

Электроны, ускоренные в индукционном ускорителе, в конце рабочего цикла смещаются с равновесной орбиты и направляются на металлическую пластинку, называемую мишенью. В материале мишени электроны испытывают интенсивное торможение. Часть энергии электронного пучка расходуется на ионизацию атомов мишени и на нагревание ее, другая часть идет на образование электромагнитных колебаний очень короткой длины волны—сверхжестких лучей торможения.

Так как интенсивность тормозного излучения пропорциональна квадрату заряда Z^2 ядра атома материала мишени, мишени изготавливаются из тяжелого элемента—вольфрама.

Пространственное распределение излучения торможения в тонких мишенях было теоретически рассмотрено Шиффом [1], Лоусоном [2] и рядом других авторов. Все они дают приблизительно одинаковые результаты. При энергии электронов в несколько Мэв излучение распространяется преимущественно в направлении, совпадающем с направлением движения электронного пучка в момент его „падения“ на мишень. Теория предсказывает симметрию распределения излучения относительно оси пучка и обратную пропорциональность угла 50% интенсивности и первичной энергии электронов.

Степень направленности излучения принято оценивать углом между направлением оси пучка излучения и направлением, на котором интенсивность пучка лучей составляет 50% от максимальной. Центр этого угла лежит в точке образования излучения, т. е. на фокальном пятне мишени. Этот угол для простоты и краткости будем в дальнейшем называть углом „половинной интенсивности“ излучения.

На рис. 1 приведены теоретические графики распределения излучения для различных толщин мишеней. Из графиков видим, что эти кривые имеют резко выражен-

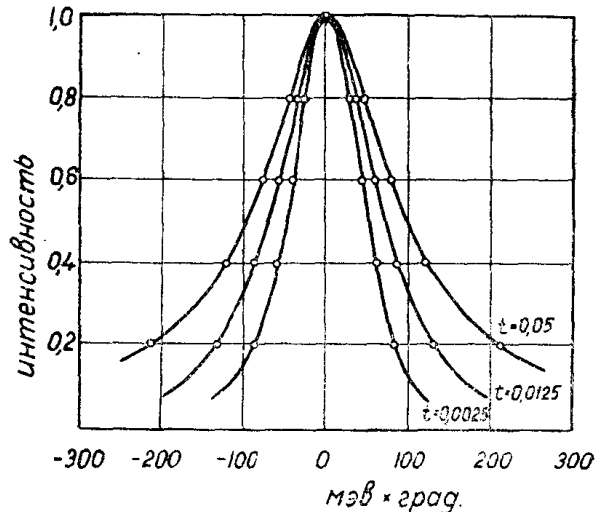


Рис. 1

ный максимум, соответствующий распространению гамма-излучения преимущественно в направлении „вперед“ при достаточно высоких энергиях ускоренных электронов.

Пространственное распределение жесткого излучения бетатрона

В настоящей работе было проведено экспериментальное определение картины пространственного распределения излучения бетатрона на 10 Мэв. В качестве измерительных приборов использовались дозиметр с наперстковой графитовой ионизационной камерой с толщиной стенки от 3 до 33 мм и рабочим объемом 1 см³, изготовленный нами в лаборатории Томского политехнического института, и стандартный прибор типа УСДДб с алюминиевой ионизационной камерой объемом 1000 см³. Последняя камера служила для непрерывного контроля выхода излучения. Наперстковая камера располагалась на расстоянии 1 м от источника излучения и могла плавно перемещаться по окружности, центр которой лежит в точке расположения мишени. Процедура перемещения камеры-индикатора и все измерения производились из контрольного помещения с помощью специальных приспособлений. Схема проведения опыта приведена на рис. 2, а результаты

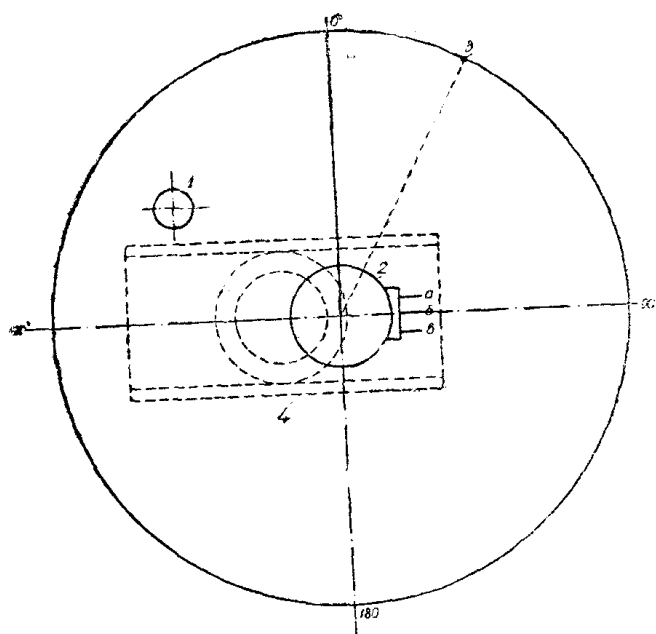


Рис. 2. Схема проведения опыта. 1. Контрольная ионизационная камера. 2. Сельсин — исполнитель для перемещения наперстковой ионизационной камеры. 3, 4 — контур электромагнита бетатрона.

измерений представлены в виде графика рис. 3 (1). Из графика видно, что излучение бетатрона на 10 Мэв имеет весьма резко выраженный максимум интенсивности. Направление максимальной интенсивности совпадает с направлением движения пучка ускоренных электронов в момент соударения его с вольфрамовой мишенью. При отклонении от оси пучка интенсивность излучения резко понижается и достигает половины максимального значения при отклонении на угол 10° влево и на 14,5° вправо. Дальнейший ход кривой распределения излучения обусловлен поглощением квантов и рассеиванием их в различных деталях конструкции ускорителя

и поэтому имеет неопределенную форму. При отсутствии таких деталей излучение, очевидно, будет плавно изменяться от максимальной величины до некоторого минимума (пунктир, рис. 3).

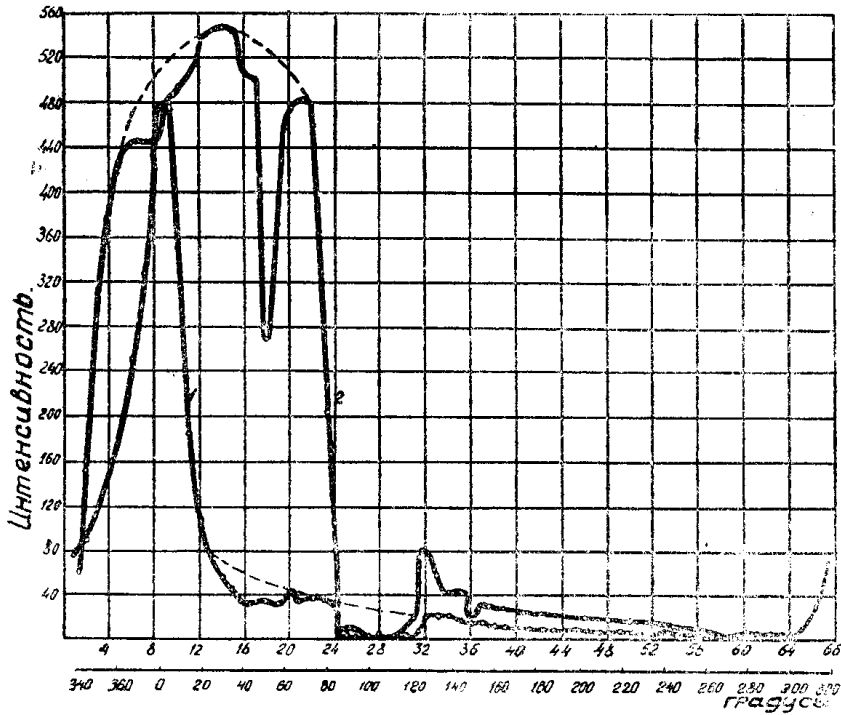


Рис. 3

На рис. 4 представлено распределение излучения в основном пучке. Кривая 2 построена по расчетным, а кривая 1 по экспериментальным данным. Достаточно хорошее совпадение теоретического и опытного графиков подтверждает правильность теории Лоусона о распределении излучения от тонкой мишени бетатрона. Существующее отклонение экспериментальной кривой от теоретической в правой части графика объясняется следующим образом. При теоретическом рассмотрении вопроса предполагается, что пучок „падает“ в центр тонкой пластинки, строго одинаковой толщины. В действительности электронный пучок под действием смещающего импульса приближается к мишени по спиральному пути с очень малым шагом (порядка $(5 \div 2) \cdot 10^{-5}$ см). Поэтому электроны испытывают торможение только на внешнем краю мишени.

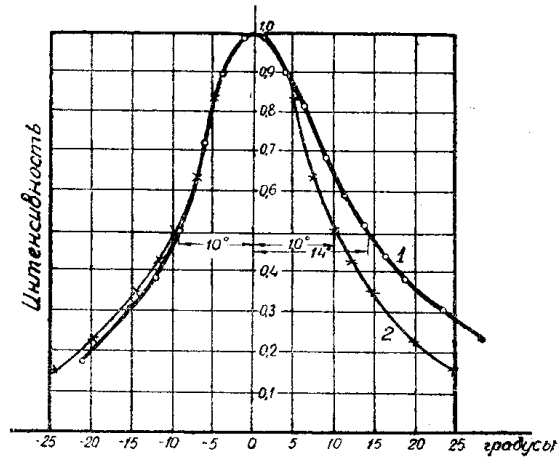


Рис. 4

При достаточно толстой мишени это обуславливает появление асимметрии в распределении излучения, так как электроны, отклонившиеся после первых столкновений в сторону края мишени, покинут мишень, пройдя меньший путь в материале мишени, чем электроны, отклонившиеся

в противоположном направлении. Таким образом, в одну сторону будет возникать излучения меньше, чем в другую. Это означает, что асимметрия в угловом распределении излучения ускорителей типа бетатрон и синхротрон всегда должна иметь место. Результаты некоторых авторов, работавших с ускорителями на большие энергии, подтверждают это положение [3].

Распределение интенсивности излучения в вертикальной плоскости оказалось симметричным, „угол половинной интенсивности“ составляет 17° , что хорошо согласуется со значением, предсказываемым теорией.

Наличие второго максимума в пространственном распределении излучения бетатрона

В процессе исследования пространственного распределения излучения бетатрона в 1950 г. нами было обнаружено наличие второго максимума излучения, сдвинутого относительно основного пучка на $15\text{--}20^\circ$ рис. 3 (2). Это излучение обнаруживается только при измерениях ионизационной камерой с тонкими стенками. Энергия излучения здесь не превышает 1 Мэв и полностью поглощается толщиной материала $1,65\text{ г/см}^2$. Это мягкое излучение распространяется около бетатрона широким веером с тупой, нерезко выраженной вершиной.

Наличие большого количества мягкого излучения, направление максимума которого не совпадает с направлением максимума жесткого излучения наблюдалось для пяти бетатронов и является, очевидно, свойственным всем бетатронам подобной конструкции.

Было проведено много опытов по определению природы второго максимума излучения и нам представляется возможным объяснить возникновение интенсивного мягкого излучения следующим образом.

Длина пробега электронов с энергией 10 Мэв в вольфраме составляет около $2\text{--}3\text{ мм}$. Толщина мишени, практически применяемой в нашем бетатроне, равна $0,2\text{--}0,4\text{ мм}$. Следовательно, ускоренные электроны имеют возможность при ударе о мишень „пронзить“ ее насквозь, потеряв при этом значительную часть кинетической энергии. Такие электроны будут магнитным полем круто заворачиваться к центру системы и „упадут“ на внутреннюю стенку ускорительной камеры. Наиболее вероятный азимут, на котором прошедшие через мишень электроны ударятся о стенку ускорительной камеры, можно ориентировочно определить из уравнения, связывающего период радиальных колебаний $T_{\text{кол}}$ электрона с периодом обращения $T_{\text{обр}}$ электрона по равновесной орбите [5].

$$T_{\text{кол}} = T_{\text{обр}} (\sqrt{1-n})^{-1},$$

где $n = 0,75$ —показатель степени в законе спада магнитной индукции.

Из уравнения следует, что электрон совершает полное колебание за два оборота вокруг центра системы. Следовательно, электроны, прошедшие через мишень, могут удариться о стенку ускорительной камеры, совершив один оборот по орбите, т. е. на азимуте, близком к азимуту расположения электронной пушки. В этом случае электроны при торможении в материале стенок камеры и серебряном слое, покрывающем камеру изнутри, дадут обильное мягкое излучение, совпадающее или несколько отклоняющееся от направления распространения основного, жесткого пучка.

Рассмотрение движения электронов с разными скоростями (имеющими разные значения постоянной C) [6] показывает, что электроны должны „падать“ на внутреннюю стенку камеры тем раньше, чем меньше их скорость (электроны с меньшей скоростью колеблются в потенциальных ямах с более низким внутренним барьером, чем электроны с большей

скоростью) [7]. Таким образом, чем больше потеря энергии электрона при торможении в мишени, тем раньше произойдет столкновение электронов со стенкой камеры, что вызовет сближение максимумов „жесткого“ и „мягкого“ пучков лучей. Эти положения подтверждаются экспериментом, описанным ниже.

Для изучения характера пространственного распределения жесткого и мягкого излучений и взаиморасположения их максимумов в зависимости от толщины и конфигурации мишени был сконструирован и изготовлен механизм, позволяющий смену нескольких мишеней и их регулировку без нарушения вакуума, во время работы бетатрона [3]. Механизм устанавливался на азимуте, противоположном азимуту расположения пушки, и производились измерения пространственного распределения излучения от мишеней различной толщины.

На рис. 5 а, б, в представлены результаты измерений распределения излучения от трех вольфрамовых мишеней различной толщины и конфигурации, показывающие второй (первый на рисунке) максимум в распре-

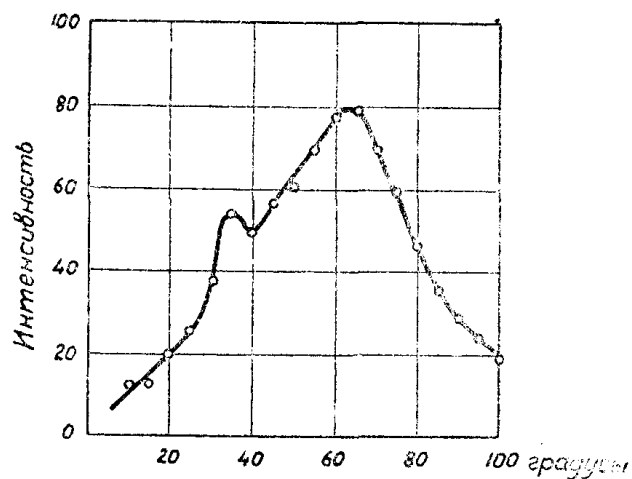


Рис. 5 а

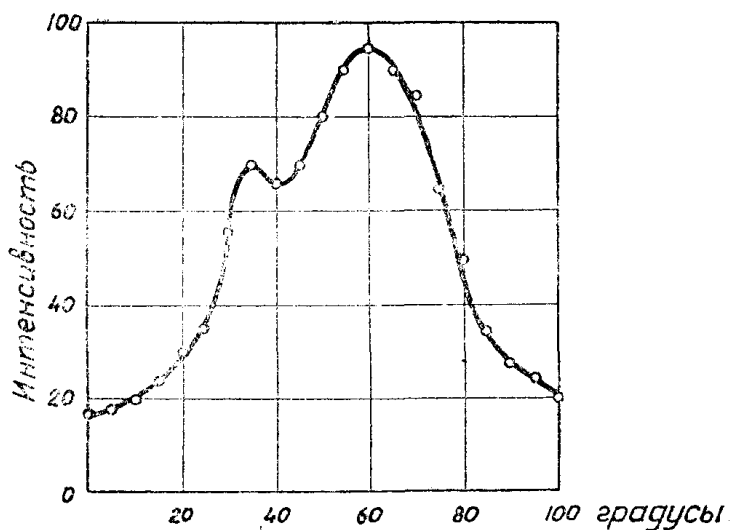


Рис. 5 б

делении излучения, смещенный от основного, жесткого пучка на 10–15° к центру системы. Интересно, что для всех трех мишеней, имеющих тол-

щину 0,1 мм и 0,5 мм цилиндрической формы, получена картина пространственного распределения излучения с двумя ясно выраженными максимумами. Положение левого максимума совпадает с направлением касательной к орбите в точке расположения мишени. Второй максимум для мишеней толщиной 0,5 мм смещен относительно первого на 25° . Для мишени тол-

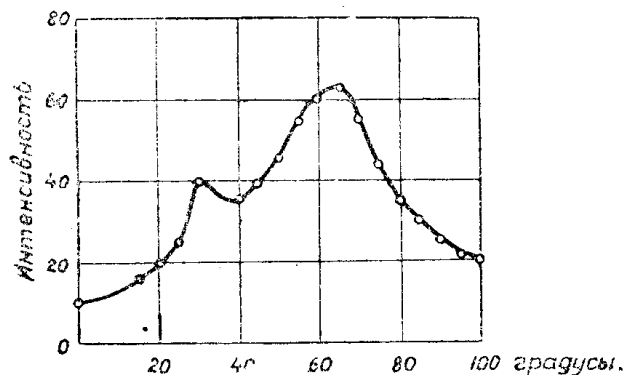


Рис. 5 в

щиной 0,1 мм этот угол составляет 35° . Увеличение угла между максимумами при уменьшении толщины мишени подтверждает правильность высказанного суждения относительно происхождения второго максимума в пространственном распределении излучения. При меньшей толщине мишени прошедшие сквозь нее электроны могут потерять меньшую часть кинетической энергии, чем в случае более толстой мишени.

Обладая большей кинетической энергией, электроны будут приближаться к внутренней стенке камеры по менее крутой спирали и ударятся о стенку позднее (т. е. на большем азимуте), чем электроны, прошедшие через более толстую мишень и потерявшие сравнительно большую часть кинетической энергии. Это вызовет перемещение максимума мягкого излучения в сторону больших углов.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. J. Shift. Phys. Rev. **70**, 87 1946.
2. J. D. Lawson. The angular distribution of synchrotron target radiation. Proc. Phys. Soc A **63**, 653, 1950.
3. Москалев В. А. Разработка и исследования бетатрона для медицинского и биологического применений. Диссертация. г. Томск, 1953.
4. D. J. Lees. L. H. Metcalfe. Measurement of polar diagram of synchrotron target radiation Proc. Phys. Soc. A. **63**, 661, 1950.
5. Терлецкий Я. П. Об устойчивости движения электронов в индукционном ускорителе типа бетатрон. Journ. of Phys. USSR, **9**, 3, 1945.
6. Родимов Б. Н. О механизме захвата электронов в ускорение в бетатроне. Известия ТПИ, т. **87**, 1957.
7. Reichman J. A., and Cherry W. H. Journ. Frank. Inst, **243**, 261 + 285, 345 + 361, 1917.