

НАБЛЮДЕНИЕ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ ФОТОНОВ 284 эВ

*В.А.Базылев, В.И.Глебов, Э.И.Денисов,
Н.К.Жеваго, А.С.Хлебников, В.Г.Циноев,
Ю.П.Чертов, Б.И.Шраменко¹⁾*

Наблюдалось черенковское излучение релятивистских электронов в аморфном углероде вблизи его K -края поглощения. Подтверждено, что действительная часть диэлектрической проницаемости углерода в районе 284 эВ превышает единицу.

Как известно, (см., например, [1]) черенковское излучение от заряженной частицы возникает на частоте ω , когда скорость движения час-

¹⁾ Харьковский физико-технический институт.

тицы v в однородной среде превосходит фазовую скорость электромагнитных волн, $c/\sqrt{\epsilon''(\omega)}$, где $\epsilon''(\omega)$ — действительная часть диэлектрической проницаемости вещества. ¹

Зависимость $\epsilon''(\omega)$ от частоты ω вблизи краев фотопоглощения электронами различных оболочек атомов вещества была вычислена Хенлем еще в 1933 году [2] на основе кулоновского приближения для амплитуды вероятности фотоэффекта. Из этих расчетов следовало, что в любом веществе вблизи краев фотопоглощения существует область частот, где $\epsilon''(\omega) > 1$ и, следовательно, возможно черенковское излучение. Впоследствии рядом авторов [3 — 5] рассматривалась теория черенковского излучения в этих областях частот поглощения фотонов, а также вычислен вклад черенковского излучения в ионизационные потери энергии электронов в среде. ¹

Однако более корректный расчет диэлектрической проницаемости вблизи краев фотопоглощения, проведенный в работах [6] на основе дисперсионной формулы Крамерса — Кронига и детальной зависимости сечения фотопоглощения, с учетом тонкой структуры краев фотопоглощения, приводит к несколько иным результатам. Оказывается, что существует лишь ограниченный ряд веществ и электронных оболочек, для которых $\epsilon''(\omega)$ может превышать единицу в сравнительно узких интервалах частот, примыкающих к частоте движения электронов соответствующей оболочки. С другой стороны, как показано в [6], существовавшая теория [3 — 5] не учитывала эффекта, связанного с относительно большой длиной формирования рентгеновского черенковского излучения релятивистской частицей, и поэтому при расчетах спектров излучения надо пользоваться более строгой теорией, развитой в работах [6].

К веществам, в которых возможно относительно жесткое черенковское излучение, относится, в частности, углерод. На рис. 1, а, взятом из второй работы [6], показана зависимость $\epsilon''(\omega)$ вблизи K -края поглощения углерода (кривая 1). Мнимая часть проницаемости, $\epsilon''(\omega)$, показана кривой 2. На рис. 1, б представлены результаты расчета второй работы [6] спектральной плотности энергии черенковского излучения из достаточно толстого слоя углерода (толщина слоя $T \gg l_c(\omega)$, где $l_c(\omega)$ — длина поглощения фотона). Энергия электрона при этом считалась равной 1,2 ГэВ, что существенно превосходит пороговую энергию $E_{th} = mc^2 / [\epsilon''(\omega) - 1]^{1/2}$ для всех частот, где $\epsilon''(\omega) > 1$. ¹

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования черенковского излучения от электронов из аморфного углерода.

Работы были выполнены на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-2 ХФТИ (г. Харьков). Экспериментальная установка состояла из специального вакуумного рентгеновского монохроматора, встроенного в одну из секций электропровода ускорителя, узла мишени и детектора, расположенного в свинцовой защите на полу зала. Толщина свинцовой защиты со стороны входного детектора ~ 40 см. Детектором излучения служил пропорциональный счетчик с наполнением 90% Ag + 10% CH₄ при давлении 0,10 ÷ 0,15 атм. Окно счетчика представляло собой лавсановую пленку толщиной 0,6 мкм, опирающуюся на никелевую сетку с эффективным пропусканием 50%. Для измерения фона жесткого электро-

магнитного излучения перед входным окном детектора устанавливалась убирающаяся металлическая заслонка толщиной ~ 1 мм.

Мишень состояла из пластины аморфного углерода с плотностью $1,75 \text{ г/см}^3$, поперечными размерами $20 \times 56 \text{ мм}^2$ и толщиной 200 мкм . К углеродной пластине с разных сторон прикреплялись полиэтиленовая планка толщиной 50 мкм таким образом, что часть мишени представляла собой углерод + полиэтилен, а другая часть — полиэтилен + углерод, считая по ходу пучка электронов. Поскольку излучение, выходящее из мишени, фактически снимается с последнего поверхностного слоя толщиной порядка длины поглощения (несколько микрон), то получалось, что при равном количестве вещества на пути электронов можно было исследовать излучение из углерода с плотностью $1,75 \text{ г/см}^3$ и полиэтилена с эквивалентной плотностью углерода $\sim 0,83 \text{ г/см}^3$.

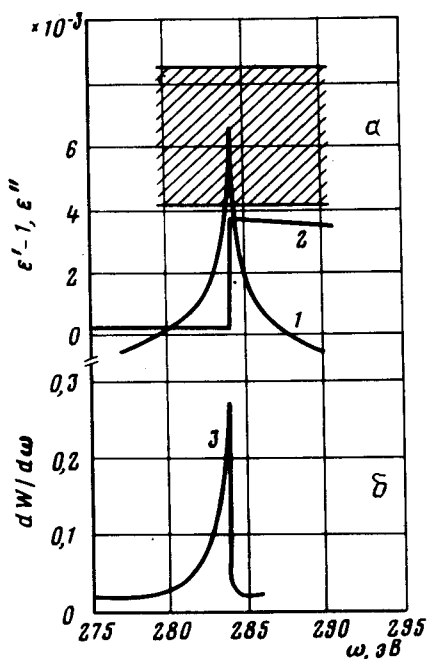


Рис.1. Зависимость от частоты диэлектрической проницаемости (1, 2) и спектральной плотности излучения электронов (3) для углерода с плотностью 1 г/см^3

Монохроматор был выполнен по схеме скользящего падения с плоской дифракционной решеткой, имеющей 1200 штрихов на миллиметре. Угол падения излучения на решетку изменялся в пределах от 6 до 9 градусов при работе в отрицательных порядках дифракции.

Для того, чтобы сократить размер монохроматора и в то же время отнести детектор как можно дальше от электронного пучка, в него было введено дополнительное отклоняющее зеркало. Суммарная длина монохроматора получилась около 7,6 метра. Монохроматор позволял получить энергетическое разрешение около 1 эВ для фотонов с энергией ~ 300 эВ. Однако в данных измерениях из-за нестабильности пучка электронов энергетическое разрешение было снижено до величины

~ 50 эВ. Направление входной оси монохроматора составляло угол $\theta_M = 8,42 \cdot 10^{-2}$ рад с осью электронного пучка. Электронный пучок с энергией 1,2 ГэВ имел поперечные размеры ≈ 5 мм. Положение пучка электронов в пространстве в процессе эксперимента смещалось от среднего положения на величину до 10 мм. Поскольку перемещение точки излучения на величину 1 см приводило к смещению области детектирования в энергетическом спектре фотонов на величину ≈ 50 эВ, то не имело смысла настраивать монохроматор на более высокое энергетическое разрешение. Телесный угол, охватываемый монохроматором, $\sim 10^{-6}$ стеррад.

Ускоритель ЛУЭ-2 работал в импульсном режиме с длительностью импульса электронов 1,2 мксек и частотой 50 Гц. Ток электронов подбирался таким образом, чтобы частота появления фонового отсчета, совпадающего по времени с импульсом ускорителя при закрытом окне счетчика, была не выше 20%. Оптимальный средний ток составлял величину $\sim 10^{-7}$ А.

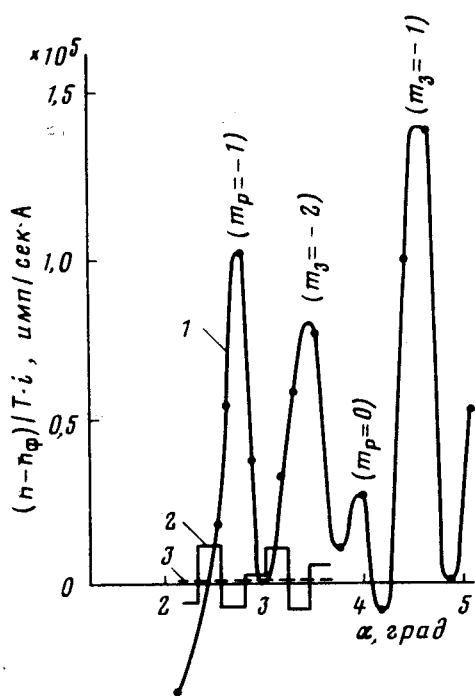


Рис.2. Скорость счета рентгеновских фотонов в зависимости от угла поворота дифракционной решетки, α : 1 — порядки дифракции черенковских фотонов, m_p — порядки дифракции при ходе лучей мишень-дифракционная решетка — детектор, m_z — порядки дифракции при ходе лучей мишень-дифракционная решетка — зеркало — детектор, 2 — спектр излучения из полиэтиленовой мишени, 3 — усредненное значение спектра излучения из полиэтиленовой мишени, $(n - n_0)$ — разность скоростей счета детектора при открытом и закрытом входном окне счетчика в секунду, отнесенная к току в 1 А

Измерялся спектр излучения электронов из углеродной мишени с плотностью 1,75 г/см³. Для уменьшения влияния нестабильности положения пучка измерения проводились короткими сериями. Измерялась разность скоростей счета детектора при открытом и закрытом входном окне счетчика в зависимости от угла поворота дифракционной решетки, т.е. проводилось сканирование по спектру. Эффект составлял величину 5 — 7% от уровня фона. Результаты измерений представлены на рис.2. Видно несколько пиков интенсивности в спектре. Эти пики принадлежат разным порядкам дифракции фотонов с энергией 284 эВ. Поскольку энергетическое разрешение не позволяло точно определить энергию фо-

тонов, нельзя было с достаточной достоверностью утверждать, что наблюдалась именно линия черенковского излучения с энергией 284 эВ, а не характеристическая линия углерода $C_{K\alpha}$ с энергией 277 эВ, возбуждаемая электронами.

Поэтому был поставлен контрольный опыт с мишенью, в которой последним по ходу пучка стоял полиэтилен, а не углерод. При этом расчетный угол раствора черенковского конуса получался меньше угла θ_M , и поэтому детектор не должен был регистрировать фотоны черенковского излучения из полиэтилена. Как показывают оценки, характеристическое излучение из обеих мишеней одинаковое, поскольку в данном случае не должно существенно зависеть от плотности. С другой стороны, из полиэтиленовой мишени пики в измеряемых спектрах не наблюдались (см. гистограмму 2), а из углеродной мишени они имели четко выраженный характер. Этот факт сам по себе, без измерения абсолютного значения интенсивности можно объяснить только черенковским излучением, которое в отличие от характеристического излучения, имеет резкую угловую направленность.

Из результатов измерения угла черенковского излучения можно вычислить максимальное значение действительной части диэлектрической проницаемости вблизи K -края фотопоглощения углерода. Согласно [1], угол черенковского излучения связан с величиной $\epsilon' - 1$ соотношением:

$$\theta = [\epsilon'(\omega) - 1 - (mc^2)^2 / E^2]^{1/2}.$$

Поскольку в монохроматор, настроенный под углом $\theta_M = 8,42 \cdot 10^{-2}$ к оси электронного пучка, черенковское излучение из углерода с плотностью $\rho = 1,75 \text{ г/см}^3$ попадает, а из полиэтилена нет, то можно оценить границы максимального угла черенковского излучения в углероде:

$$\theta_{CH_2} < \theta_M \leq \theta_C.$$

Отсюда для углерода с приведенной плотностью $\rho = 1,0 \text{ г/см}^3$ получаем оценку:

$$4,05 \cdot 10^{-3} \leq (\epsilon' - 1)_{max} < 8,54 \cdot 10^{-3},$$

(см. заштрихованную область рис. 1). Расчетная величина $(\epsilon' - 1)_{max}$ (см. [6]), равная $6,77 \cdot 10^{-3}$ и приведенная на рис. 1, лежит внутри этого интервала.

Таким образом, экспериментально подтверждено предсказанное в работах [6] черенковское излучение в рентгеновской области энергий фотонов и измерена максимальная величина превышения $\epsilon'(\omega)$ над единицей.

Институт атомной энергии
им. И.В. Курчатова

Поступила в редакцию
1 мая 1981 г.

Литература

[1] Дж. Джелли. Черенковское излучение. М., ИИЛ, 1960.

[2] Н. Нönl. Annalen der Physik, 18, 538, 1933.

[3] M.Schonberg. Nuovo Cim., 9, 210, 372, 1952.

[4] P.Budini. Nuovo Cim., 10, 236, 1953.

[5] R.M.Sternheimer. Phys. Rev., 91, 256, 1953.

[6] В.А.Бызылев, В.И.Глебов, Э.И.Денисов, Н.К.Жеваго. Письма в ЖЭТФ, 24, 406, 1976; Препринт ИАЭ, 2765, 1977.
