

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-85-670

**ИССЛЕДОВАНИЕ
КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ
ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ ОРИЕНТАЦИИ
ОТНОСИТЕЛЬНО ПЛОСКОСТИ (110)
В КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ**

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

1985

Н. К. Булгаков, А. С. Водопьянов, И. Войтковска, В. М. Головатюк,
Э. Гузик, Н. И. Зимин, И. М. Иванченко, Р. Б. Кадыров, Т. С. Нигманов,
В. Д. Рябцов, И. А. Тяпкин, Н. А. Филатова, Э. Н. Цыганов,
М. Д. Шафранов, А. Форьцки
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

И. Н. Ивахненко, Ю. В. Нильсон, Б. А. Юрьев
НИИЯФ МГУ, Москва

Р. Карриган /мл./, Т. Туиг
Национальная ускорительная лаборатория им. Э. Ферми,
Батавия, США

У. Гибсон, Ч. Сан, Р. Вонг
Университет штата Нью-Йорк, Олбани, США

Теория когерентного тормозного излучения (КТИ), развитая в работах Тер-Микаэляна^{/1/}, Юбералла^{/2/} и др. (см., например, обзоры^{/3-5/} и их библиографию), достаточно хорошо разработана и имеет надёжное экспериментальное подтверждение для углов влёта частиц в кристалл, много больших критического угла каналирования (угла Линдхарда). Однако из-за недостатка систематических экспериментальных данных остаётся открытым вопрос о пределах применимости теории КТИ при малых углах ориентации, соизмеримых с углом Линдхарда.

В настоящей работе представлены результаты исследования когерентного тормозного излучения позитронов с энергией 10 ГэВ при их движении под малыми углами к плоскости (110) кристалла кремния толщиной 113 мкм. Некоторые предварительные результаты опубликованы в^{/6/}. Экспериментальная установка и её характеристики представлены в^{/7/}. Разрешение установки по углу влёта частиц в кристалл составляло около 7 мкрад, по углу вылета - около 30 мкрад. Импульс рассеянных позитронов определялся по отклонению их траекторий в анализирующем магните с точностью не хуже 1%. Для идентификации частиц использовались черенковские счётчики полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла. Энергия γ -квантов измерялась сцинтилляционным детектором на основе кристалла CsJ(Tl). Среднеквадратичная ошибка в измерении энергии γ -квантов в области 100 МэВ составляла около 1%. Апертура коллиматора (80 x 80 мм²), расположенного перед γ -спектрометром, позволяла измерять излучение в пределах ± 1 мрад. Пучок позитронов с импульсом 10 ГэВ/с, с импульсным разбросом около 1,3% имел примесь адронов не более 0,5%. Кристаллографические оси и плоскости идентифицировались по максимумам выхода γ -квантов при вращении кристалла в гониометре. При обработке данных отбирались события, в которых зарегистрирован γ -квант с энергией выше 5 МэВ. Требовалось, чтобы продолжение входного трака частицы попадало в апертуру коллиматора, а также чтобы суммарная энергия γ -кванта и рассеянного позитрона соответствовала энергии падающей частицы. Спектральная плотность излучения, как и зависимость числа излученных γ -квантов от ориентации, нормированы на один падающий позитрон и пересчитаны на толщину кристалла 1 см. Для этого в число первичных позитронов вносилась поправка на геометрические обрезания, а в число зарегистрированных γ -квантов - на эф-

эффективность восстановления треков событий и на эффективность γ -спектрометра, связанную с мёртвым временем его временного тракта. Кристалл был ориентирован плоскостью (110) параллельно направлению пучка. Угол между пучком и осью $\langle 111 \rangle$ кристалла составлял около 0,5 градуса.

На рис. 1 представлены зависимости числа излученных γ -квантов от угла влёта позитронов в кристалл относительно кристаллографической плоскости (110). На рисунке справа указаны интервалы энергии γ -квантов (МэВ). Пунктирными линиями приведены аналогичные зависимости, полученные с использованием алюминиевой мишени. В интервале энергий 10-80 МэВ максимум выхода γ -квантов соответствует углам влёта позитронов в пределах угла Линдхарда, который в нашем случае примерно равен 65 мкрад. При увеличении энергии γ -квантов максимум их выхода определяется когерентным тормозным излучением и смещается в сторону больших углов.

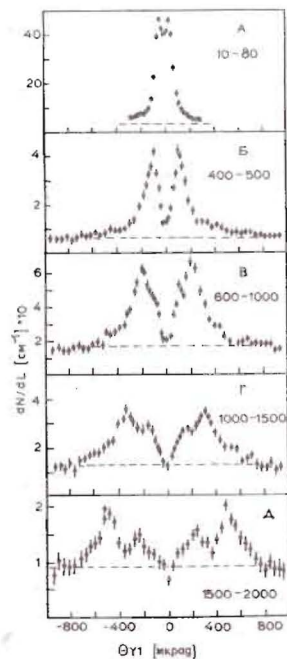


Рис. 1. Распределение числа γ -квантов для различных диапазонов энергии в зависимости от угла влёта позитронов. Цифрами указаны границы энергетических диапазонов (МэВ).

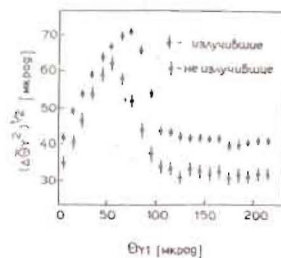


Рис. 2. Зависимость среднеквадратичных значений углов рассеяния позитронов в кремнии толщиной 113 мкм от ориентации позитронов относительно плоскости (110).

На рис. 2 представлены среднеквадратичные значения углов рассеяния позитронов в кристалле в зависимости от их ориентации относительно плоскости (110). Тёмными точками показаны углы рассеяния излучивших позитронов, светлыми - не излучивших. В обоих случаях углы рас-

сеяния позитронов имеют максимумы при углах влёта в кристалл, близких к углу Линдхарда, и превышают примерно в два раза углы рассеяния на аморфной мишени.

На рис. 3-6 представлены зависимости спектральной плотности излучения от энергии γ -квантов для различных диапазонов углов влёта частиц относительно плоскости (110). Интервалы углов влёта (мкрад) указаны на рисунках справа. На рис. 3 пунктирная кривая представляет результаты расчёта спектральной плотности излучения по теории КТИ (см., например, обзор /3/). Расчёт производился по двум методикам, изложенным соответственно в /8/ и /9/. Предложенная в /9/ процедура расчёта требует существенно меньших затрат машинного времени. Из сравнения теории с экспериментом видно, что при углах влёта позитронов в пределах угла Линдхарда теоретическая кривая качественно отличается от экспериментальных данных.

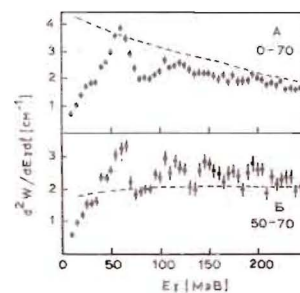


Рис. 3. Спектральная плотность излучения в зависимости от энергии γ -квантов для различных углов влёта позитронов в кристалл относительно плоскости (110). Границы угловых интервалов (мкрад) указаны цифрами справа. Пунктирная линия - результат расчёта по теории КТИ.

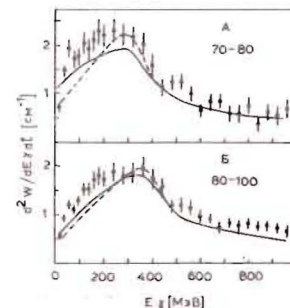


Рис. 4. То же, что на рис. 3. Сплошной линией показан результат расчёта спектральной плотности КТИ, полученный при учёте экспериментальных значений углов многократного рассеяния, пунктирной линией - результат расчёта с углами многократного рассеяния, определёнными так же, как для аморфной мишени.

На рис. 4 сплошной линией представлен расчёт спектральной плотности КТИ, полученный при учёте экспериментальных значений углов многократного рассеяния (см. рис. 2), пунктирной линией - результат расчёта с углами многократного рассеяния, определёнными так же, как для аморфной мишени. Видно, что в первом случае согласие расчётных зна-

чений с экспериментом несколько лучше. Экспериментальные значения спектральной плотности КТИ для углов ориентации позитронов в интервалах 70-80 мкрад (рис. 4А) и 80-100 мкрад (рис. 4Б) в низкоэнергетической части спектра на 20-30 % больше теоретических, что, по-видимому, связано с вкладом в экспериментальные данные излучения надбарьерных частиц и излучения частиц, захваченных в режим каналирования после перерассеяния. Указанное превышение экспериментальных данных над расчётными прослеживается до значений углов влёта частиц в кристалл, примерно равных двум углам Линдхарда (рис. 5А-5Г). При углах ориентации позитронов, больших двух углов Линдхарда (рис. 5В-5Д, рис. 6), расчёт по теории КТИ хорошо согласуется с экспериментальными данными.

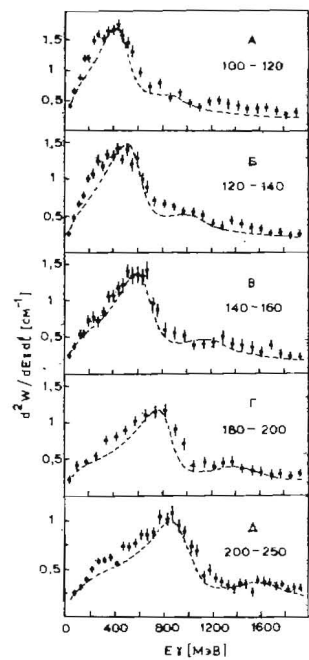
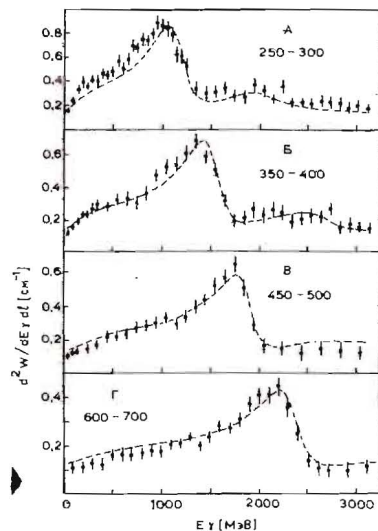


Рис. 6. То же, что на рис.3, для позитронов с большими углами влёта в кристалл.

Рис. 5. То же, что на рис.3, для позитронов с углами влёта в кристалл, которые больше угла Линдхарда.



В заключение авторы выражают благодарность В.А.Маишеву за полезные обсуждения и помощь при проведении численных расчётов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Микаэлян М.Л. ЖЭТФ, 1953, т. 25, с. 296.
2. Dyson F., Uberall H. Phys. Rev., 1955, v. 99, p. 604.
3. Tim U. Fortschritte der Physik, 1969, v. 17, p. 765.
4. Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф. УФН, 1982, т. 137, с. 561.
5. Базылев В.А., Жеваго И.К. УФН, 1982, т. 137, с. 605.
6. Булгаков Н.К. и др. ОИЯИ, I-84-372, Дубна, 1984.
7. Водопьянов А.С. и др. ОИЯИ, P13-82-547, Дубна, 1982.
8. Маишев В.А., Фролов А.М. ИФВЭ, ОП 81-17, Серпухов, 1981.
9. Зимин Н.И. ОИЯИ, P1-83-294, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 сентября 1985 года.