

СПЕКТРЫ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1,2 ГЭВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ

ПОД УГЛОМ $\theta = 1,7 \cdot 10^{-2}$ РАД

Г.Л.Бочек, И.А.Гришаев, Г.Д.Коваленко,
В.И.Кулибаба

Измерены спектры излучения электронов в аморфных алюминиевых мишенях и монокристаллах кремния с ориентацией [110] и [111] относительно пучка электронов под углом $\theta = 1,7 \cdot 10^{-2}$ рад. Показано, что в случае выполнения условий осевого каналирования интенсивность излучения электронов увеличивается в 1,5 и 1,4 раза, соответственно, по сравнению с разориентированными кристаллами.

Взаимодействие электронов с монокристаллами обладает рядом особенностей. Одной из таких особенностей является пространственное перераспределение потока частиц при их движении через кристалл в случае выполнения условий осевого каналирования, которое может привести к увеличению интенсивности излучения электронов [1]. Как показано в работах [2 – 6], при выполнении условий осевого каналирования, интенсивность излучения электронов увеличивается. Следует отметить, что увеличение интенсивности излучения в области энергий фотонов $E < 0,1 E_0$, где E_0 – начальная энергия электрона, обусловлено также когерентными эффектами [5] и спонтанным излучением [7]. Кроме этого при движении электронов вдоль оси кристалла происходит значительное увеличение среднеквадратичного угла многократного рассеяния по сравнению с разориентированным кристаллом [2]. Поэтому увеличение интенсивности излучения, обусловленное пространственным перераспределением потока электронов, должно зависеть от угла коллимации излучения. Из экспериментальных результатов следует, что при выполнении условий осевого каналирования для коллимированного излучения электронов в одном случае [3] не наблюдается заметного увеличения излучения в области энергий фотонов $E > 0,1 E_0$ по сравнению с разориентированным кристаллом, а в другом [8] – излучение в области энергий фотонов $E \sim E_0$ уменьшается. Для неколлимированного излучения в диапазоне энергий фотонов $E > 0,1 E_0$ наблюдается увеличение интенсивности излучения электронов по сравнению с разориентированным кристаллом [2].

Таким образом, для выделения влияния пространственного перераспределения потока электронов на интенсивность излучения необходимо либо учесть влияние других процессов, либо создать условия, при которых их вклад мал.

Метод, предложенный в данной работе, основан на том, что с увеличением угла излучения вклад когерентных эффектов, спонтанного излучения и многократного рассеяния для заданной энергии фотонов уменьшается и на излучение в области энергий фотонов $0,01 E_0 < E < E_0$ под углом $\theta \gg mc^2/E_0$ будет влиять только пространственное перераспре-

деление потока частиц в кристалле, m — масса электрона, c — скорость света.

Целью настоящей работы является исследование влияния пространственного перераспределения потока электронов на спектральные характеристики их излучения в кристалле кремния.

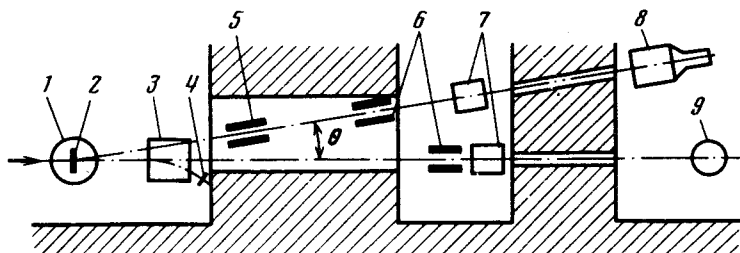


Рис. 1

Работа выполнена на ЛУ-2 ГэВ ХФТИ АН УССР. Измерения проведены по методике, предложенной ранее в работе [9]. Схема эксперимента показана на рис. 1. Электроны с энергией $E_0 = 1,2$ ГэВ, расходимость $2 \cdot 10^{-4}$ рад, энергетическим разбросом $\Delta E/E_0 = 1\%$ направлялись на монокристаллы кремния с ориентацией [110] и [111] и толщинами 240 и 300 мкм, соответственно, закрепленные в гониометрической системе. После мишени электроны отклонялись магнитом и регистрировались ионизационной камерой. Фотонный пучок под углом $\theta = 1,7 \cdot 10^{-2}$ рад формировался коллиматорами, очищался магнитом и регистрировался спектрометром полного поглощения на базе CsJ(Tl) [5]. Телесный угол регистрации фотонов $\Delta\Omega = 2,7 \cdot 10^{-7}$ стеррад. Интенсивность электронов подбиралась таким образом, чтобы частота регистрации фотонов спектрометром не превышала 13 Гц (частота импульсов тока ускорителя 50 Гц). Ориентирование монокристаллов кремния (т. е. совмещение осей [110] и [111] с направлением пучка частиц) осуществлялось с помощью ионизационной камеры, расположенной на прямом фотонном пучке, по методике, предложенной в работе [10].

Так как от угла ориентации монокристаллов относительно направления частиц зависит не только интенсивность излучения, а и рассеяние частиц [2], то необходимо было экспериментально проверить влияние изменения среднеквадратичного угла многократного рассеяния на интенсивность излучения электронов под углом $\theta = 1,7 \cdot 10^{-2}$ рад. Для этого использовались две аморфные алюминиевые мишени толщиной 200 и 500 мкм, которые устанавливались вместо монокристаллов кремния. Мишень толщиной 200 мкм, по рассеянию эквивалентна разориентированному кристаллу кремния толщиной 240 мкм, а толщиной 500 мкм — ориентированному [2]. Спектры тормозного излучения электронов для алюминиевых мишеней показаны на рис. 2. По вертикальной оси отложено число фотонов N в интервале энергий 1 МэВ в телесном угле $\Delta\Omega$, умноженное на энергию фотонов E . По горизонтальной оси — энергия фотонов. Сплошные кривые — расчетные спектры тормозного излучения электронов в борновском приближении с учетом энергетического разрешения спектрометра, а также просчетов и наложений импульсов в спектрометре. В расчетах использовался кулоновский неэранированный потенциал, что оправдано для величин переданных импульсов $q \sim m e$,

которые реализуются в данном эксперименте: $q \geq q_{min}$, $q_{min} = \theta^2 E_0 x : 2c(1-x)$, $x = E_{\gamma} / E_0$ (в данном эксперименте $E > 0,05 E_0$).

Величина угла θ , используемая в расчетах интенсивности излучения, подбиралась из наилучшего согласия расчетных и экспериментальных результатов и равна $1,7 \cdot 10^{-2}$ рад, что находится в хорошем согласии с измеренной ранее величиной угла $\theta = (1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$ рад. Из согласия экспериментальных и расчетных результатов следует, что интенсивность излучения электронов под углом $\theta = 1,7 \cdot 10^{-2}$ рад для исследуемых толщин, как и ожидалось из теоретических оценок, не зависит от величины среднеквадратичного угла многократного рассеяния.

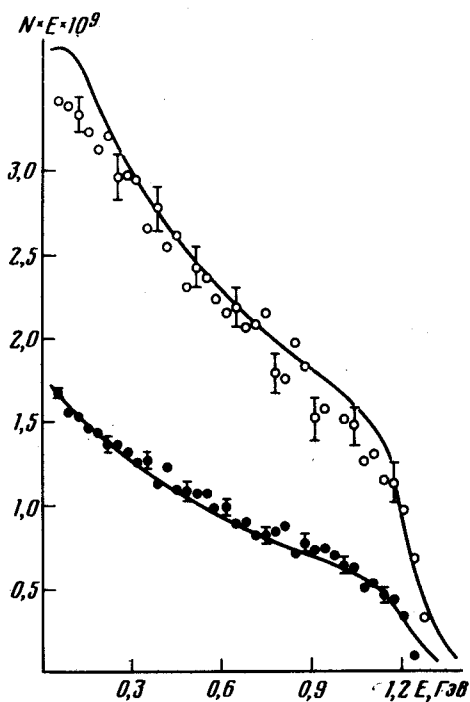


Рис. 2

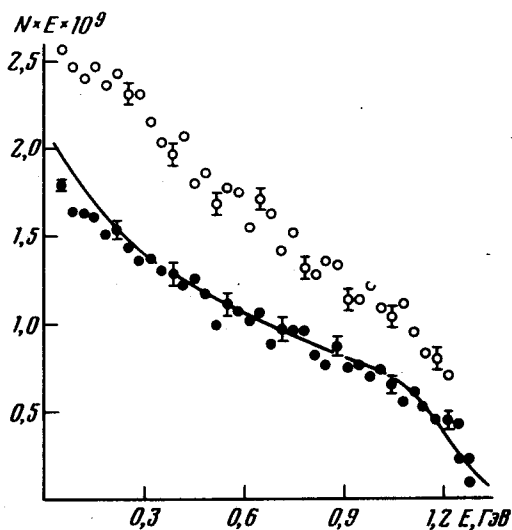


Рис. 3

Спектры тормозного излучения электронов из монокристалла кремния с ориентацией [110] приведены на рис. 3 для ориентированного (выполнено условие осевого каналирования) и разориентированного кристалла. Для разориентированного кристалла наблюдается хорошее согласие экспериментальных результатов с расчетом, выполненным в борновском приближении для аморфной мишени кремния с учетом энергетического разрешения спектрометра, просчетов и наложений импульсов в спектрометре. Для ориентированного кристалла интенсивность тормозного излучения увеличивается в 1,5 раза; при этом форма спектра не изменяется, что говорит об отсутствии когерентного и спонтанного излучения в измеряемом диапазоне энергий. Для кристалла кремния толщиной 300 мкм, ориентированного осью [111] параллельно пучку, также наблюдается увеличение интенсивности излучения в 1,4 раза по сравнению с разориентированным кристаллом.

Таким образом, с помощью используемой методики выделено влияние пространственного перераспределения потока электронов при выполнении условий осевого каналирования на интенсивность обычного тормозного излучения. Учитывая, что в данной геометрии измерений реализуются переданные импульсы $q \geq q_{min}$, то пространственное перераспределение потока электронов происходит таким образом, что его плотность в области $R \leq \hbar / q_{min}$ (\hbar – постоянная Планка) увеличивается в 1,5 раза для оси кристалла [110] и в 1,4 раза – для оси [111].

В заключение авторы выражают благодарность персоналу ускорителя ЛУ-2 ГэВ за обеспечение прецизионных параметров пучка электронов.

Харьковский физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
3 июня 1980 г.
После переработки
28 июля 1980 г.

Литература

- [1] Н.П.Калашников. Труды V Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. М., Изд. МГУ 1974, стр. 233.
- [2] И.А.Гришаев, Г.Д.Коваленко, Б.И.Шраменко. ЖЭТФ, 72, 437, 1977.
- [3] С.А.Воробьев, В.Н.Забаев, Б.Н.Калинин, В.В.Каплин, А.П.Потылицин. Письма в ЖЭТФ, 29, 414, 1979.
- [4] А.О.Аганянц, Ю.А.Вартаков, Г.А.Вартапетян, М.А.Кумахов, Х.Трикалинос, В.Я.Аралов. Письма в ЖЭТФ, 29, 554, 1979.
- [5] Г.Л.Бочек, В.И.Витько, В.Г.Горбенко, И.А.Гришаев, Ю.В.Жебровский, Г.Д.Коваленко, Л.Я.Колесников, В.И.Кулибаба, А.Л.Рубашкин, Б.И.Шраменко. Сб. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. Вып. 2, 44, Изд. ХФТИ АН УССР, Харьков, 1979.
- [6] В.И.Витько, И.А.Гришаев, Г.Д.Коваленко, Б.И.Шраменко. Письма в ЖТФ, 5, 1291, 1979.
- [7] М.А.Кумахов. ДАН АН СССР, 230, 1077, 1976.
- [8] Р.О.Авакян, А.А.Ариаганян, Л.Г.Арутюнян, С.М.Дарбинян, Н.П.Калашников. Письма в ЖЭТФ, 21, 451, 1975.
- [9] Г.Л.Бочек, В.И.Витько, И.А.Гришаев, Г.Д.Коваленко, В.И.Кулибаба, В.Л.Мороховский, Б.И.Шраменко. Письма в ЖЭТФ, 24, 103, 1976.
- [10] D.Luckey, R.F.Schwitters. Nucl. Instr. and Meth., 81, 164, 1970.