

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет
МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

УДК 53-07

ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕХОДНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ В РАМКАХ РАБОТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ
СВОЙСТВ ДЕТЕКТОРОВ

Научный руководитель:

к.ф. -м.н.

_____ П. Е. Тетерин

Выполнил:

_____ Д. Д. Кандыбин

Москва 2020

Содержание

Содержание	1
1 Литературный обзор	2
1.1 Переходное излучение	2
1.2 Детекторы переходного излучения	3
1.3 Устройство ДПИ	5
1.4 ДПИ, на основе полупроводников	5
1.5 ДПИ, на основе газовых дрейфовых трубок	6
1.6 Генерация и регистрация переходного излучения	7
2 Выполнение	9
3 Вывод	14

Цель работы

Изучение принципов работы детекторов переходного излучения и моделирование переходных процессов.

1 Литературный обзор

1.1 Переходное излучение

Переходное излучение — электромагнитное излучение, наблюдающееся при пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред с отличающимися диэлектрическими проницаемостями. Оно всегда интересовало физиков с момента открытия, однако интенсивность возникающего переходного излучения при пересечении частицей одной границы раздела двух сред мала и для её увеличения предлагалось использовать среды, состоящие из многих пластин, и периодические среды. При этом нужно учесть, что в произвольных периодических средах движущаяся частица может излучать только те частоты, которые кратны частоте пролёта периода среды (условие резонанса). Излучение формируется посредством сложения перекрывающихся излучающих гармоник, каждая из которых имеет свой порог излучения, определяемый энергией излучающей частицы и параметрами среды.

Интенсивность переходного излучения от одной поверхности задается формулой[1]:

$$\frac{d^2 S_0}{d\Omega d\omega} = \frac{1}{c} \theta^3 \left(\frac{qe\omega}{4\pi c} \right)^2 (z_2 - z_1)^2, \quad (1)$$

где ω — частота излучения, q — заряд частицы, z_i — зоны формирования переходного излучения, характеризующие расстояние от поверхности определённой среды, на котором генерируется переходное излучение.

Если рассматривать большое число тонких фольг, разделенных равным расстоянием, то, при отсутствии рентгеновского поглощения, интен-

сивность излучения в таком случае на единицу частоты задается выражением:

$$\frac{d^2 S_N}{d\Omega d\omega} = \frac{d^2 S_0}{d\Omega d\omega} 4 \sin^2 \left[\frac{l_1}{z_1} \right] \frac{\sin^2 \left[N \left(\frac{l_1}{z_1} + \frac{l_2}{z_2} \right) \right]}{\sin^2 \left[\frac{l_1}{z_1} + \frac{l_2}{z_2} \right]}, \quad (2)$$

где l_1 — толщина пластинок l_2 — ширина зазора. Первый множитель в данной формуле соответствует переходному излучению на одной границе раздела, второй определяет интерференцию излучений, возникающих на двух поверхностях пластинки. Третий множитель соответствует когерентному суммированию излучений от всех пластинок [2] [3].

Испущенное излучение распространяется под малыми углами, к направлению движения частицы:

$$\langle \theta' \rangle = \left[\frac{1}{\gamma^2} + \left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \sim \frac{1}{\gamma}, \quad (3)$$

где θ' — угол излучения фотона, ω_0 — плазменная частота, γ — гамма-фактор.

Энергия, передаваемая ими в переходное излучение определяется как

$$E = \frac{e^2 q^2}{c^2} \omega_0 \gamma \sim \gamma q^2 \quad (4)$$

Благодаря этим свойствам, переходное излучение на сегодня является единственным способом идентификации частиц высоких энергий при $\gamma > 10^3$, где применение других методов затруднительно.

1.2 Детекторы переходного излучения

Всё более высокие значения энергий, при которых будут работать нынешние и будущие ускорители, ставят новые задачи перед детекторами элементарных частиц. Увеличение энергий сталкивающихся пучков при-

водит к повышению светимости и возрастанию уровня загрузки детекторов, вследствие чего происходит ухудшение эффективности регистрации и восстановления треков частиц. Для дальнейшего развития физики высоких энергий необходимо разрабатывать оборудование, способное работать в новых условиях, в том числе системы идентификации частиц.

Как правило, идентификация частиц происходит с использованием информации об их энергии и величине гамма-фактора (или импульса). Задача становится особенно трудной, если возникает необходимость разделения заряженных частиц с близкими массами – такими как протоны, К-мезоны и π -мезоны. Хорошим способом идентификации частиц в таком случае становится применение детекторов переходного излучения (ДПИ). Эти детекторы регистрируют заряженные частицы большой энергии, используя информацию о регистрируемом переходном излучении, испускаемом при пролёте через границу раздела сред с различными диэлектрическими проницаемостями. Излучение при этом испускается средой, а не частицей. Интенсивность переходного излучения пропорциональна квадрату заряда частицы и (при больших энергиях) её гамма-фактору, т.е. интенсивность переходного излучения высокоэнергичной частицы пропорциональна её энергии. Основная часть переходного излучения расположена в рентгеновском диапазоне частот. Эти свойства переходного излучения позволяют использовать его для определения массы и заряда частиц при очень больших энергиях (больше 100 ГэВ), когда другие методы неприменимы или недостаточно эффективны. При одной и той же энергии лёгкие частицы, значение гамма-фактора у которых велико, производят гораздо более интенсивное переходное излучение, чем тяжёлые, имеющие относительно малое значение гамма-фактора. Большая разница в массах позволяет, например, отличать электроны от пионов в диапазоне энергий от 0.5 ГэВ до 200 ГэВ. [4]

В настоящее время ДПИ применяют на больших ускорителях в ЦЕРНе[5],

в Национальной лаборатории им. Ферми, в DESY и в других центрах, в основном, для идентификации частиц сверхвысоких энергий.

1.3 Устройство ДПИ

ДПИ состоят из двух основных частей:

1. радиатор, в котором генерируется переходное излучение;
2. детектор, регистрирующий фотоны переходного излучения, испускаемые релятивистской частицей.

В качестве радиатора используется слоистая среда, состоящая из большого количества тонких (50 – 100 мкм) фольг или плёнок, разделённых расстоянием в 0.1 – 2.0 мм. Подбираются такие материалы, в которых происходит наибольшая генерация фотонов переходного излучения, а величина их поглощения достаточно мала. В роли регистрирующих детекторов используются фотоэлектронные умножители, газовые дрейфовые трубки («straws»), кремниевые фотоумножители и детекторы на основе полупроводниковых технологий.

1.4 ДПИ, на основе полупроводников

Полупроводниковый детектор - прибор для регистрации ионизирующих излучений, основным элементом которого является кристалл полупроводника. Полупроводниковый детектор работает подобно ионизационной камере с тем отличием, что ионизация происходит не в газовом промежутке, а в толще кристалла. Полупроводниковый детектор представляет собой полупроводниковый диод, на который подано обратное (запирающее) напряжение ($\sim 10^2$ В). Слой полупроводника вблизи границы *p-n*-перехода с объёмным зарядом «обеднён» носителями тока (электронами проводимости и дырками) и обладает высоким удельным электросопротивлением. К полупроводниковому кристаллу прикладывается напряжение до нескольких кэВ, что обеспечивает сбор всех зарядов, образованных частицей в

объёме детектора.

Заряженная частица, проникая в детектор, создаёт дополнительные (неравновесные) электронно-дырочные пары, которые под действием электрического поля «рассасываются», перемещаясь к электродам прибора. В результате во внешней цепи полупроводникового детектора возникает электрический импульс, который далее усиливается и регистрируется (Рисунок 1).

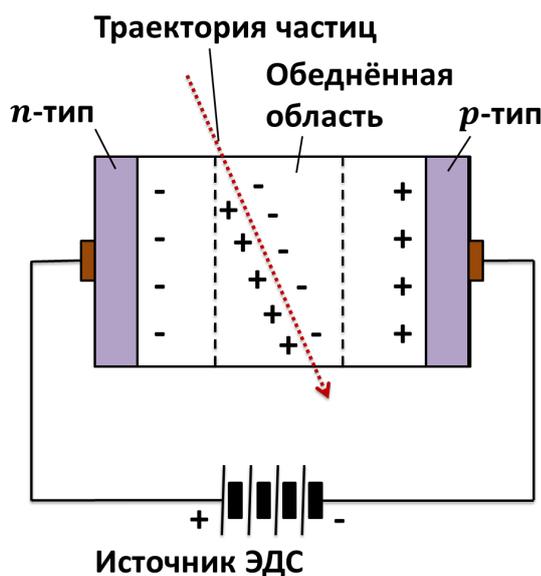


Рисунок 1 – Механизм регистрации частиц

1.5 ДПИ, на основе газовых дрейфовых трубок

Газовая дрейфовая трубка представляет собой тонкостенную трубку диаметром 4 мм (Рисунок 2). В качестве базового материала для стенок используется полиимидная плёнка толщиной 25 мкм. На неё наносятся три слоя покрытий. С одной стороны – слой алюминия толщиной 0.2 мкм и защитный слой графита, смешанный с полиимидом, толщиной 5 – 6 мкм. С другой – слой полиуретана толщиной 5 мкм. Дополнительно для увеличения механической прочности трубки снаружи на её стенки приклеены нити углепластика, всего четыре нити на одинаковом угловом расстоянии. Электрическое сопротивление стенок трубки, которые служат катодом, со-

ставляет менее 300 Ом/м. В качестве анода используется проволока, поме-



Рисунок 2 – Внешний вид газовых дрейфовых трубок

щённая в центр газовой дрейфовой трубки. Выполнена она из вольфрама с дополнительным золотым покрытием толщиной 0.5 – 0.7 мкм. Проволока заземляется, и сигнал с неё подаётся непосредственно на считывающую электронику. Сопротивление анода составляет 60 Ом/м, а ёмкость составляет порядка 10 пФ. Работает данный детектор при напряжении -1530 В на катоде, что позволяет достигать величину газового усиления около $2.5 \cdot 10^4$ при выбранной активной газовой смеси 70% Xe, 27% CO₂ и 3% O₂.

При прохождении заряженной частицы через детектор происходит ионизация газовой смеси, образование электрон-ионных пар. Электроны ионизации, образованные в объёме трубки, дрейфуют к анодной нити, около которой за счет ударной ионизации образуется электронно-ионная лавина. При этом тяжёлые ионы ускоряются в меньшей степени и не вызывают ударной ионизации.

1.6 Генерация и регистрация переходного излучения

При прохождении заряженной частицы через слоистый радиатор, осуществляется генерация фотонов переходного излучения. Они испускаются

под малым углом $\theta \sim \frac{1}{\gamma}$ к направлению движения частицы. Регистрация излучения происходит в объёме газовой дрейфовой трубки (Рисунок 3). Поглощение низкоэнергетичных (мягких) фотонов осуществляется ксеноном. Фотоны переходного излучения обеспечивают гораздо большую величину сигнала, нежели ионизационные потери частиц, поэтому они легко выделяются с использованием метода высокого порога регистрации сигнала [6].

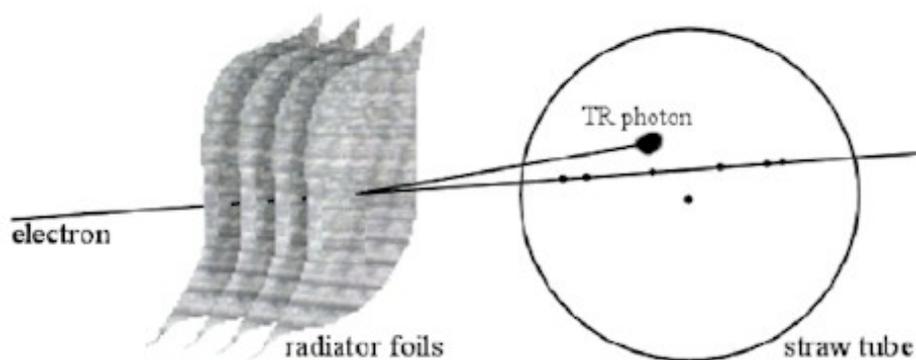


Рисунок 3 – Принцип регистрации фотона переходного излучения, испущенного электроном при пересечении слоев радиатора, в газовой дрейфовой трубке

2 Выполнение

Для моделирования процессов использовалась ранее разработанная программа. Она позволяет строить спектры, энергетически - угловые распределения для фотонов переходного излучения при различных конфигурациях радиаторов.

Программа рассчитывает энергию фотонов по следующей зависимости:

$$\frac{dN_\gamma}{d\omega} = \frac{4\alpha N}{\omega(1+\tau)} \sum_n \theta_n \left(\frac{1}{\rho_1 + \theta_n} - \frac{1}{\rho_2 + \theta_n} \right)^2 \times (1 - \cos(\rho_1 + \theta_n)), \quad (5)$$

$$\text{где } \rho_i = \frac{\omega l_i}{2c} \left(\gamma^{-2} + \frac{\omega_i^2}{\omega^2} \right), \theta_n = \frac{2\pi n - (\rho_1 + \tau \rho_2)}{1 + \tau}, \tau = \frac{l_2}{l_1}.$$

Затем, основываясь на полученном значении ω , вводится угловая зависимость по заданной формуле:

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\theta d\omega} = \frac{2\alpha h \theta^3}{\omega \pi} \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \frac{\omega_1^2}{\omega^2}} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \frac{\omega_2^2}{\omega^2}} \right) \times$$

$$\times 4 \sin^2 \left[\frac{l_1}{z_1} \right] \frac{\sin^2 \left[N \left(\frac{l_1}{z_1} + \frac{l_2}{z_2} \right) \right]}{\sin^2 \left[\frac{l_1}{z_1} + \frac{l_2}{z_2} \right]}, \quad (6)$$

где N_γ - число фотонов переходного излучения; l_1, l_2 - длина радиатора и среды, соответственно; ω - энергия фотонов переходного излучения; ω_1 - плазменная частота материала; ω_2 - плазменная частота воздуха; N - число пластин радиатора. При моделировании, рассматривался радиатор из полиэтилена при разных конфигурациях:

- l_1 - 70 мкм;

- l_2 - 0.3 мм, 0.5 мм, 0.7 мм, 1 мм, 2 мм, 3 мм;
- N - 90 пластин;
- γ - 40000, 30000, 20000, 10000, 5000, 2838.

С целью исследования поведения переходного излучения в полиэтиленовом радиаторе и изучения зависимости спектров от зазора между его пластинами, было необходимо получить графики зависимости положения максимума углового распределения от гамма-фактора пролетающей частицы (в моем случае — электрона).

Их построение осуществлялось на основе анализа двумерных энергетически-угловых распределений (Рисунок 4) и сгенерированных энергетических спектров (Рисунок 5).

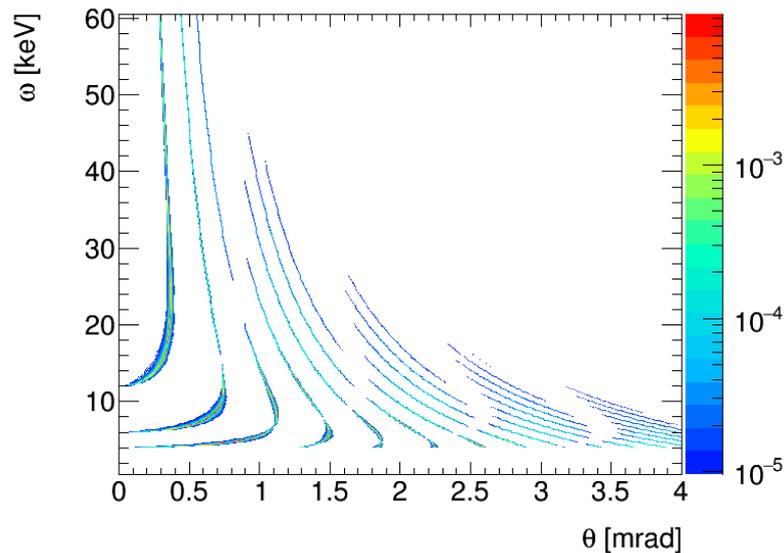


Рисунок 4 – Сгенерированное энергетически-угловое распределение переходного излучения

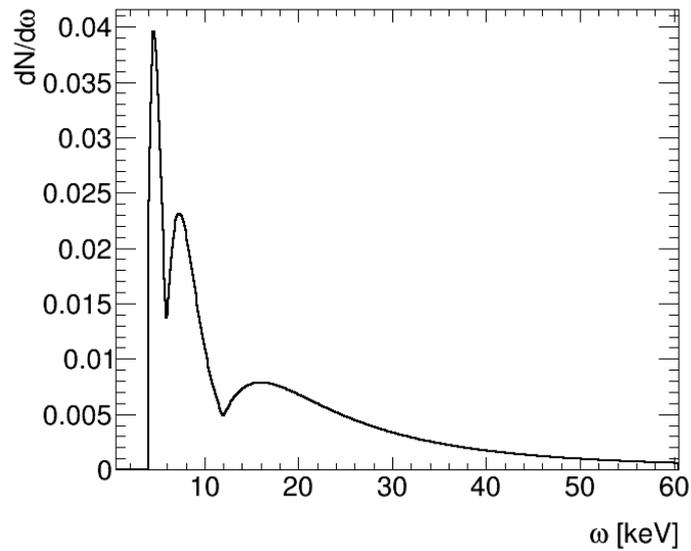


Рисунок 5 – Сгенерированный энергетический спектр

Подобные распределения и спектры были построены для различных воздушных зазоров и гамма-факторов электрона.

При некоторых значениях зазора и гамма-фактора пики переходного излучения отсутствуют (На рисунках 6 и 7 $l = 2\text{мм}$, $\gamma = 2838$):

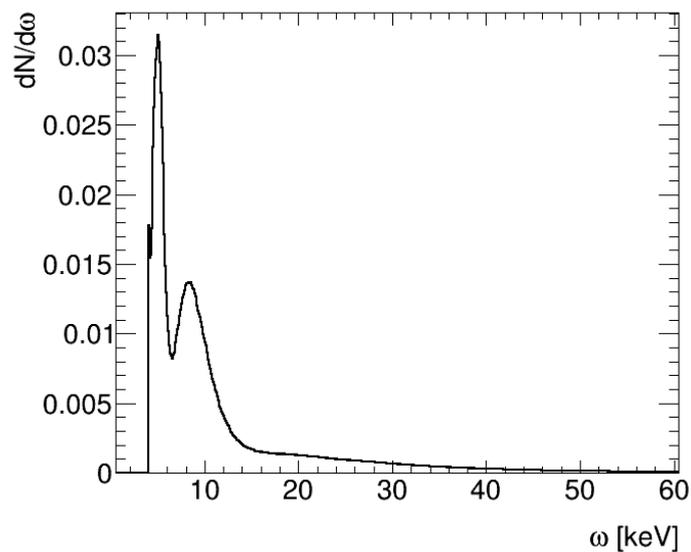


Рисунок 6 – Отсутствие пика переходного излучения

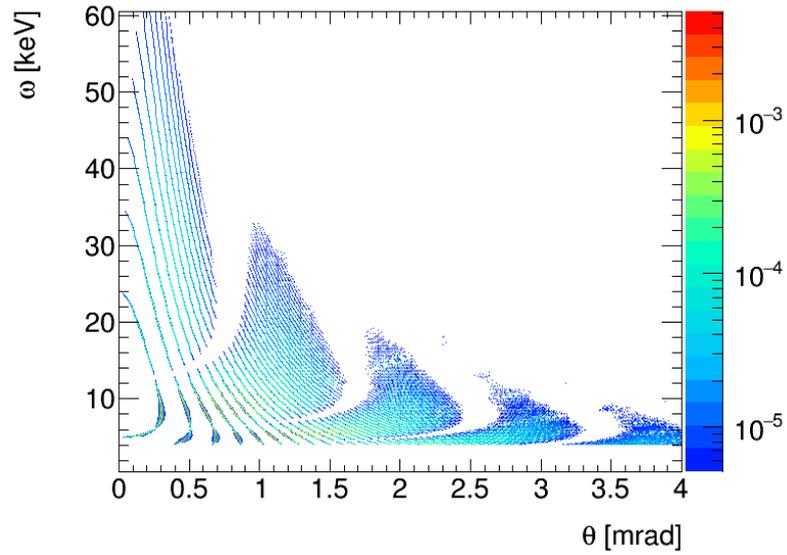


Рисунок 7 – Соответствующее энергетически-угловое распределение при отсутствии пика

В результате проделанной работы были получены графики, приведенные на рисунке 8

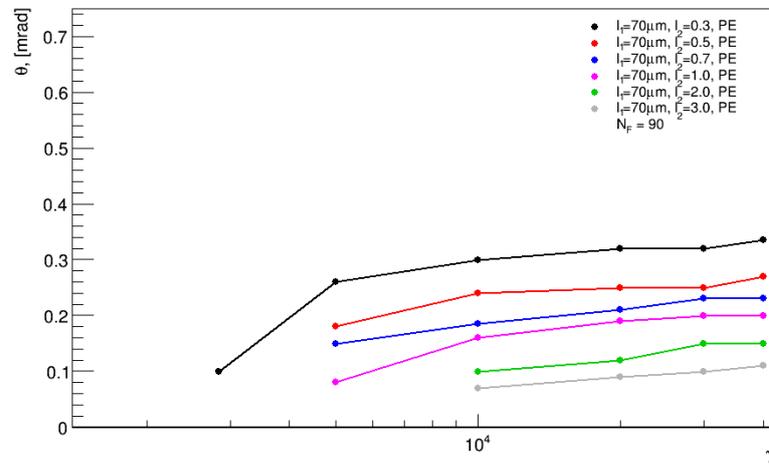


Рисунок 8 – Графики зависимости положения максимума углового распределения от гамма-фактора

С помощью данных зависимостей можно сделать несколько выводов о характере изменения поведения переходного излучения (спектров) в зависимости от зазора между пластинами радиатора:

1. С увеличением гамма-фактора пролетающей частицы, угол генерации переходного излучения также возрастает;
2. С ростом зазора между пластинами радиатора угол генерации переходного излучения уменьшается.

Как правило, при моделировании различных процессов известны характеристики рассматриваемых детекторов. Зная изначально угловое разрешение прибора, данные графики позволяют определить, какой зазор между пластинами радиатора стоит использовать при разработке детектора.

Например, при определенных характеристиках максимальный угол разделения будет 0.15 миллирадиан. Тогда по графикам можно увидеть, что максимально оптимальным будет зазор в 1.5 мм.

3 Вывод

В рамках научно-исследовательской работы за весенний семестр третьего года обучения была проведена работа по изучению устройства детекторов переходного излучения, промоделированы основные физические явления в радиаторах.

В процессе данного исследования была изучена теоретическая база как по явлению возникновения переходного излучения, так и по самим детекторам. В качестве примера рассматривались полупроводниковые и газовые детекторы. Изученная теория легла в основу проведенного моделирования процессов переходного излучения в пластинах радиатора.

В результате проведенного моделирования были получены энергетически-угловые распределения, а также энергетические спектры. С их помощью в дальнейшем были построены графики зависимости положения максимума углового распределения от гамма-фактора. Основываясь на них, можно определить какой оптимальный зазор между пластинами радиатора стоит использовать при разработке детектора.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Тер-Микаэлян М. Л.* Радиационные электромагнитные процессы при высоких энергиях в периодических средах // УФН. — 2001. — с. 597—624.
2. *Cherry M. L.* Measurements of the spectrum and energy dependence of x-ray transition radiation // Phys. Rev. — 1978. — с. 2245—2260.
3. *Garibyan G. Shi Y.* The theory of transition radiation and ionization losses particle energy // ЖЭТФ. — 1959. — с. 37527.
4. *Б.С. Ишханов И.М. Капитонов Э. К.* Частицы и ядра. Эксперимент. — Издательство МАКС Пресс, 2013.
5. *Collaboration A.* ATLAS Inner Detector Technical Design Report : tech. rep. / CERN - LHC. — 1997.
6. *Смирнова Л. Н.* Детектор ATLAS большого адронного коллайдера. т. 216 с. — 2010.