

«Защита от ионизирующих излучений»

Тема 1.3:

**Взаимодействие легких
заряженных частиц
с веществом**



**Энергетический факультет
2015/2016 учебный год**



Белорусский национальный
технический университет

Особенности взаимодействия легких заряженных частиц с веществом

- Прохождение электронов через вещество отличается от прохождения тяжёлых заряженных частиц.
 - Главная причина - **малая масса электрона**.
 - 1) Это приводит к относительно **большому изменению импульса электрона при каждом его столкновении с частицами среды**, что вызывает заметное **изменение направления движения** электрона
- ⇒ траектория частиц не прямая, а ломаная

Особенности взаимодействия легких заряженных частиц с веществом

2) с другой стороны, изменение направления движения в каждом акте взаимодействия приводит к возникновению электромагнитного радиационного излучения.

Основные механизмы потерь энергии при взаимодействии электронов с веществом

- два механизма потери энергии:
 - ионизационные потери энергии (ионизационное торможение)
 - радиационные потери энергии (радиационное торможение , т.е. испускание фотонов при кулоновском взаимодействии движущихся электронов с атомными электронами и ядрами или магнитным полем)

Ионизационные потери

Ионизационное торможение

- **Механизм** ионизационных потерь e^{\pm} в веществе **схож со случаем тяжелых заряженных частиц**:
энергия, передаваемая в результате неупругого кулоновского рассеяния электрона идет на возбуждение и ионизацию атомов среды.
- **Принципиальное отличие** - необходимо учитывать **обменные взаимодействия** между электронами, проходящими через вещество, и атомными электронами.
- **Обменное взаимодействие** — сугубо квантовомеханическое взаимодействие тождественных частиц, приводящее к зависимости значения энергии системы частиц от ее полного спина.
- Роль обменных эффектов **заметна** только **для достаточно медленных электронов.**

Удельные ионизационные потери энергии

- Ионизационные потери электронов преобладают в области относительно небольших энергий $E < 1$ МэВ .
- Передаваемая в одном столкновении энергия в среднем очень мала и при движении в веществе **потери складываются из очень большого числа таких малых потерь**. Статистические флуктуации в ионизационных процессах ведут к разбросу потерь и величин пробегов.
- **Удельные ионизационные потери энергии электронов описываются формулой Бете Блоха с поправкой на обменное взаимодействие**

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ион}}^e = \frac{4\pi e^4}{m_e v^2} nZ \left[\ln \frac{m_e v^2 E_e}{2I_{\text{ион}}^2 (1 - \beta^2)^2} - \right. \\ \left. - \left(2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2 \right) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 - \delta \right]$$

Удельные ионизационные потери энергии

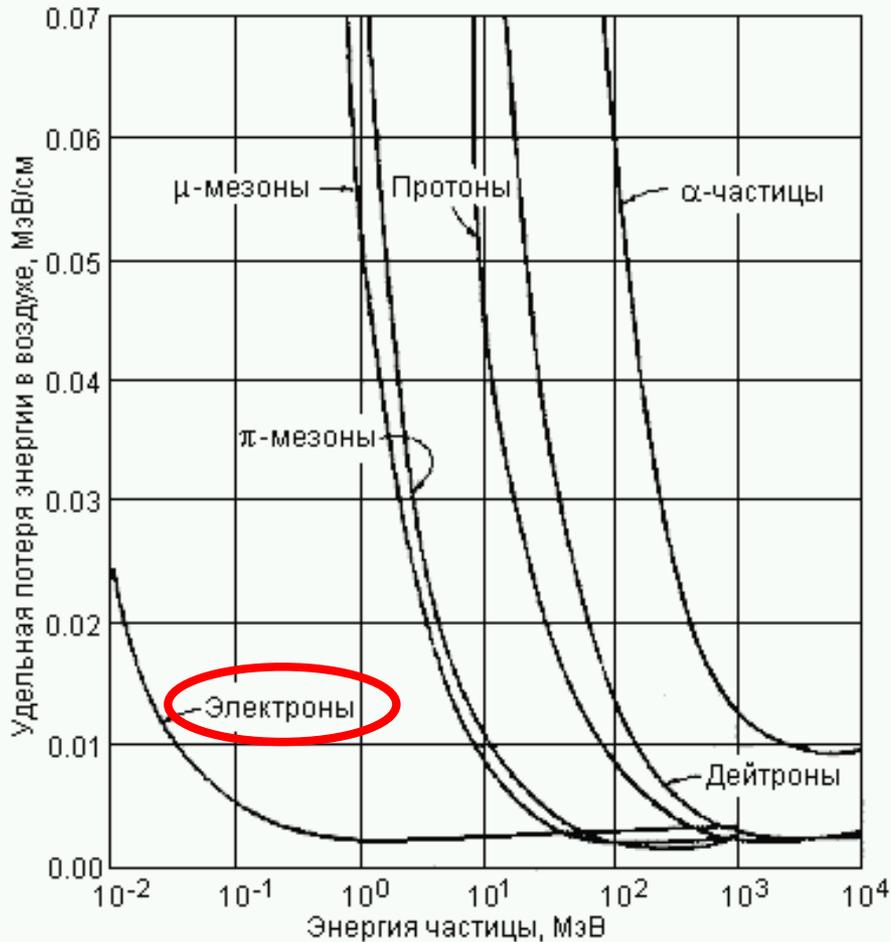


Рис. 1. Зависимость удельной потери энергии в воздухе от энергии частицы для нескольких типов частиц

- Величина поправок на обменное взаимодействие составляет несколько процентов, поэтому в целом характер зависимости от энергии ионизационных потерь для легких заряженных частиц такой же как и для тяжелых:
- В нерелятивистской области быстро уменьшаются при увеличении энергии (минимума при $E \approx 1.5$ МэВ)
- Далее очень медленно (логарифмически) растут с энергией, выходя на плато (эффект плотности).

Удельные ионизационные потери энергии

при одинаковой кинетической энергии электронов и тяжелых заряженных частиц

- **В нерелятивистском случае** удельные потери энергии пропорциональны массе частиц (в силу закона $\sim 1/v^2$). Например, для протонов потери в 2000 раз больше, чем для электронов.
- **В ультрарелятивистском случае** удельные потери сравнимы. Например, при кинетических энергиях электрона и протона, равных 10 ГэВ, удельные потери энергии электрона в 2 раза превышают удельные потери энергии протона.

Основные закономерности при ионизационном торможении электронов

1. Удельные потери обратно пропорциональны квадрату скорости электрона

$$(-dE/dx)_{\text{ион}} \sim 1/v^2$$

2. Удельные потери пропорциональны плотности электронов в среде, а значит и плотности среды

$$(-dE/dx)_{\text{ион}} \sim nZ \sim \rho$$

3. Удельные потери логарифмически зависят от энергии электронов

$$(-dE/dx)_{\text{ион}} \sim \ln E$$

Радиационные потери

Радиационные потери

- Наряду с ионизационными потерями важную роль в прохождении e^{\pm} через вещество играют радиационные потери энергии
- Радиационные потери незначительны для тяжелых заряженных частиц, но для электронов вклад радиационных потерь в суммарные потери энергии может достигать 100% (в ультрарелятивистском случае)

Виды радиационных потерь

- Тормозное излучение – заряженная частица рассеивается в поле ядра или электронов
- **Излучение Вавилова-Черенкова** – частица движется в веществе со скоростью большей, чем фазовая скорость света в этой среде
- **Переходное излучение** - частица пересекает границу разных сред (движется в неоднородной среде)

Тормозное излучение

Тормозное излучение

возникает при рассеянии электронов и позитронов на в кулоновском поле атомных ядер и электронов

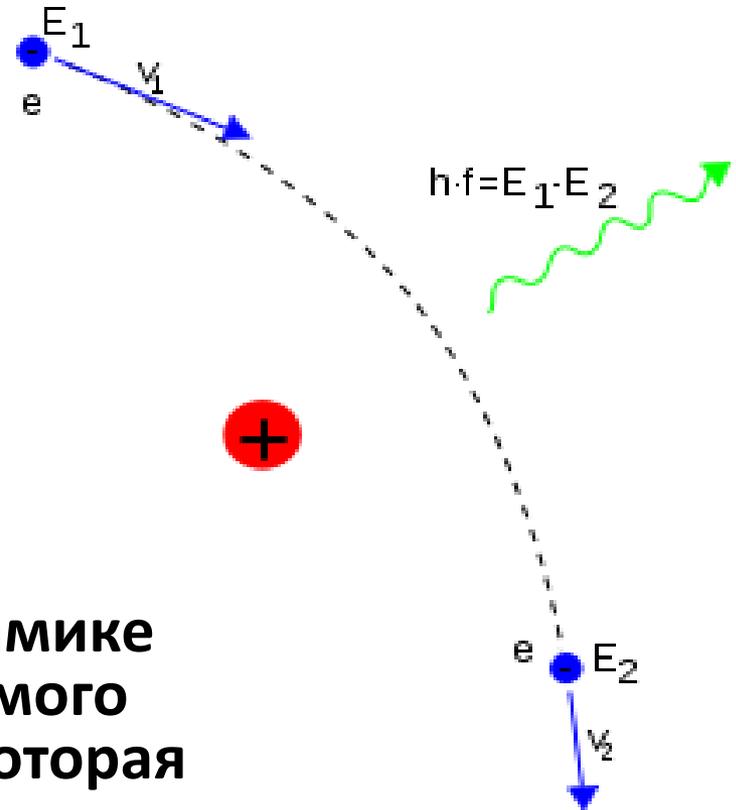
чаще всего наблюдается и практически используется (рентгеновские трубки)

Согласно классической электродинамике интенсивность излучения, испускаемого заряженной частицей с массой m , которая движется с ускорением a

$$W \sim a^2 = (F/m)^2,$$

где F – сила Кулона, действующая на частицу со стороны ядра с зарядом Z .

Кулоновская сила $F \sim Z$. Отсюда $W \sim (Z/m)^2$.



Тормозное излучение

(1) Т.к. потери обратно пропорциональны квадрату массы, то чем легче заряженная частица, тем интенсивнее она излучает.

Например, излучение электрона в 40 000 раз интенсивнее излучения мюона и в 4 000 000 раз интенсивнее излучения протона!

т.е. радиационное торможение имеет наибольшее значение для легчайших заряженных частиц – электронов и позитронов.

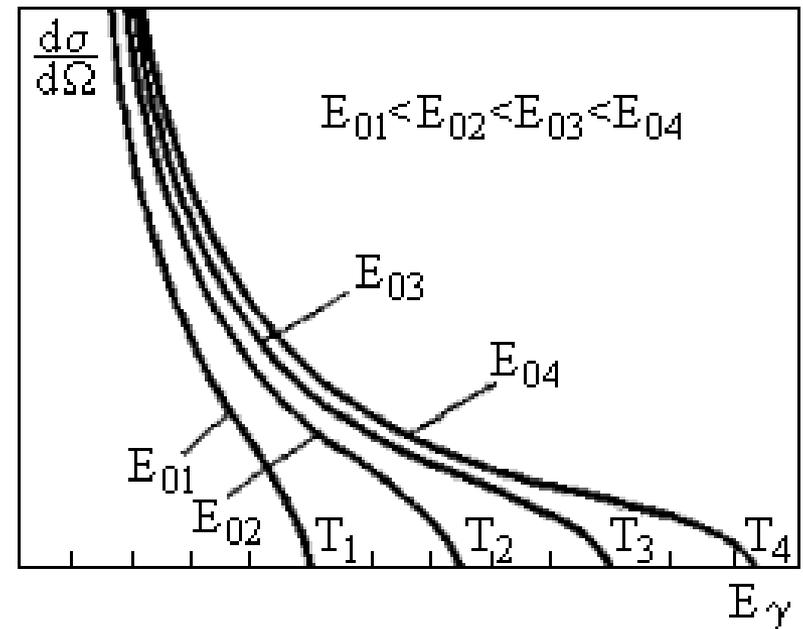
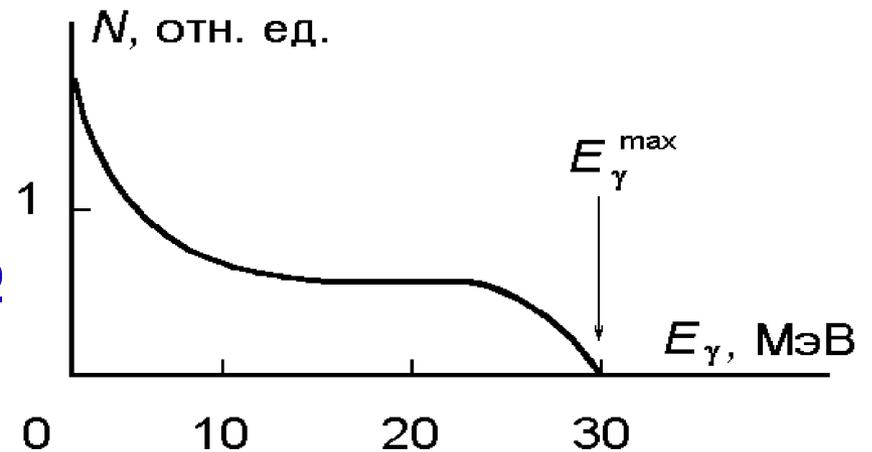
(2) Интенсивность излучения прямо пропорциональна квадрату заряда Z ядра, в поле которого тормозит электрон

т.е. радиационные потери наиболее существенны в тяжелых веществах (например, в свинце).

Спектр тормозных фотонов

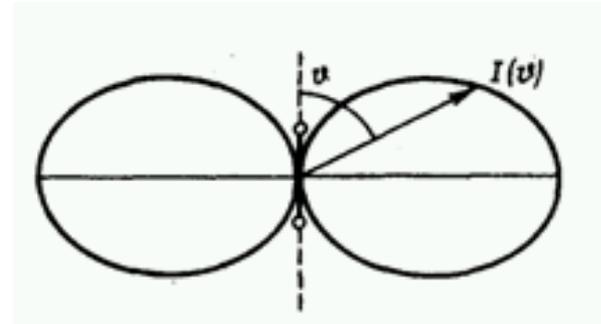
Спектр фотонов тормозного излучения:

- **непрерывен**
- обрывается при максимально возможной энергии, равной начальной энергии электрона (кинетическая+энергия покоя)
- при малых энергиях тормозных γ -квантов $E_\gamma = \hbar\omega$ спектр имеет вид гиперболы $\sim 1/E_\gamma$;

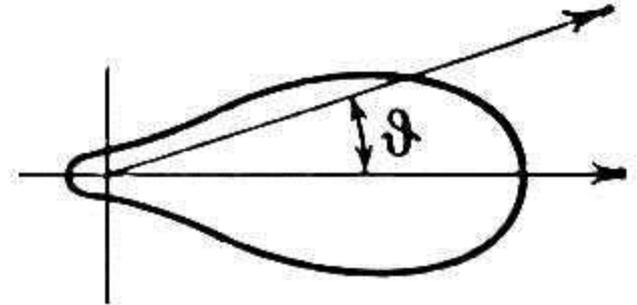


Угловое распределение тормозных фотонов

Угловое распределение тормозного излучения **существенно зависит от кинетической энергии электрона**:
в нерелятивистском случае тормозное излучение **подобно излучению электрического диполя**, перпендикулярного к плоскости траектории электрона.



При высоких энергиях тормозное излучение направлено вперед по движению электрона и концентрируется в пределах конуса с угловым раствором порядка $\theta = m_e c^2 / E$ (рад)



Это свойство используется для получения интенсивных пучков фотонов высокой энергии) на электронных ускорителях.

Радиационные потери на тормозное излучение

- Различие между ионизационными и радиационными потерями состоит еще в том, что в потерях на излучение энергия теряется в результате меньшего числа взаимодействий, но более крупными порциями, чем в потерях на ионизацию.
- Поэтому флуктуации в потерях на излучение превышают флуктуации ионизационных потерь.

Основные закономерности радиационных потерь на тормозное излучение

1. Удельные потери обратно пропорциональны квадрату массы частицы
 $(-dE/dx)_{\text{ти}} \sim 1/m^2;$
2. Удельные потери пропорциональны квадрату заряда ядра и плотности атомов среды
 $(-dE/dx)_{\text{ти}} \sim n_A Z_A^2.$
3. Удельные потери линейно возрастают с энергией частицы
 $(-dE/dx)_{\text{ти}} \sim E$
1. С ростом энергии излучение становится узконаправленным

Критическая энергия

Отношение удельных радиационных и ионизационных потерь энергии определяется зависимостью:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{рад}}}{(dE/dx)_{\text{ион}}} \approx \frac{E_a Z_A}{1600 m_a c^2}$$

где E выражается в МэВ, Z - средний заряд ядер вещества.

Энергия электронов, при которой величина удельных радиационных потерь равна величине удельных ионизационных потерь, называется критической энергией $E_{\text{кр}}$

$$E_{\text{кр}} = 600/Z \text{ (МэВ)}$$

При энергиях электрона выше критической радиационные потери преобладают над ионизационными.

$E_{\text{кр}}$ зависит от вещества. Так для электронов с энергией 100 МэВ радиационные потери в железе и свинце превышают ионизационные соответственно в 3 и 10 раз.

Радиационная длина

При высоких энергиях электронов удельные радиационные потери энергии можно представить в виде:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ТИ}} = \frac{E}{L}$$

после интегрирования получаем экспоненциальные потери энергии по мере распространения электронов в веществе (закон убывания энергии электрона за счет тормозного излучения):

$$E(x) = E(0)\exp(-x/L).$$

Величина L называется радиационной длиной.

Радиационная длина L – это длина, на которой энергия частицы вследствие радиационных потерь убывает в e раз

Значения радиационных длин и критических энергий для некоторых веществ

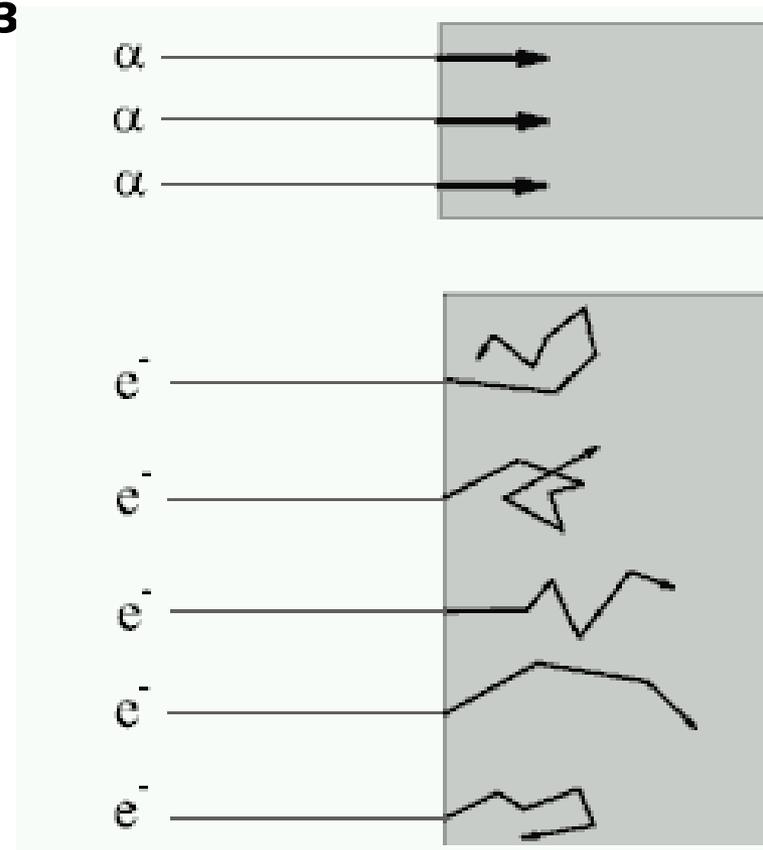
Вещество	Критическая энергия $E_{крит}$, МэВ	Радиационная длина L_r	
		г/см ²	см
Н	340	63.1	$7 \cdot 10^5$
С	103	42.7	19.4
Воздух	83	36.2	$3 \cdot 10^4$
Al	47	24	8.9
Fe	24	13.8	1.77
Cu	21.5	12.9	1.4
Pb	6.9	6.4	0.5

*) Граничная энергия бета-частиц в распадах : 10 кэВ – 5 МэВ,
Т.е. при радиоактивном распаде радиационные потери менее важны

Пробег легких заряженных частиц

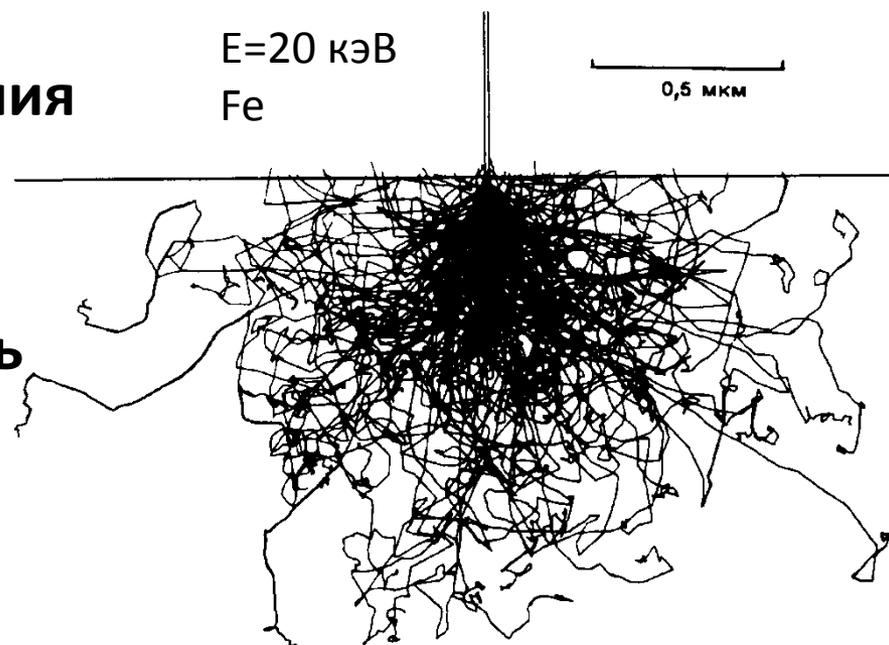
Пробеги электронов в веществе

- Характер движения электронов через вещество существенно иной, чем в случае тяжелых заряженных частиц. **Траектория электронов прямолинейна только в начале пути.**
- По мере потерь энергии рассеяние становится более сильным. **Среднеквадратичный угол многократного рассеяния растет по мере проникновения в вещество как $\langle \vartheta^2 \rangle^{1/2} \sim \chi^{1/2}$.**
- После большого числа актов рассеяния уже нельзя говорить о преимущественном направлении скоростей электронов – наступает **режим диффузии.**
- Наконец, в результате потерь энергии происходит полная остановка.



Пробеги электронов в веществе.

В результате многократного рассеяния направление движения электрона значительно отклоняется от исходного, и полная длина пути электрона может в 1.5-4 раза превосходить пробег, понимаемый как расстояние, проходимое электроном в направлении первоначального движения.



Процессы рассеяния электронов и потери ими энергии, ведущие к уменьшению интенсивности, носят вероятностный характер, что приводит к значительному разбросу величин пробегов отдельных частиц.

Для электронов в качестве средней величины пробегов, как правило, используют экстраполированный пробег

Экстраполированный пробег

Экстраполированный пробег R_3 – такая толщина поглотителя, при которой продолжение линейно спадающего участка зависимости интенсивности электронного пучка $I(x)$ пересекает уровень нулевой интенсивности

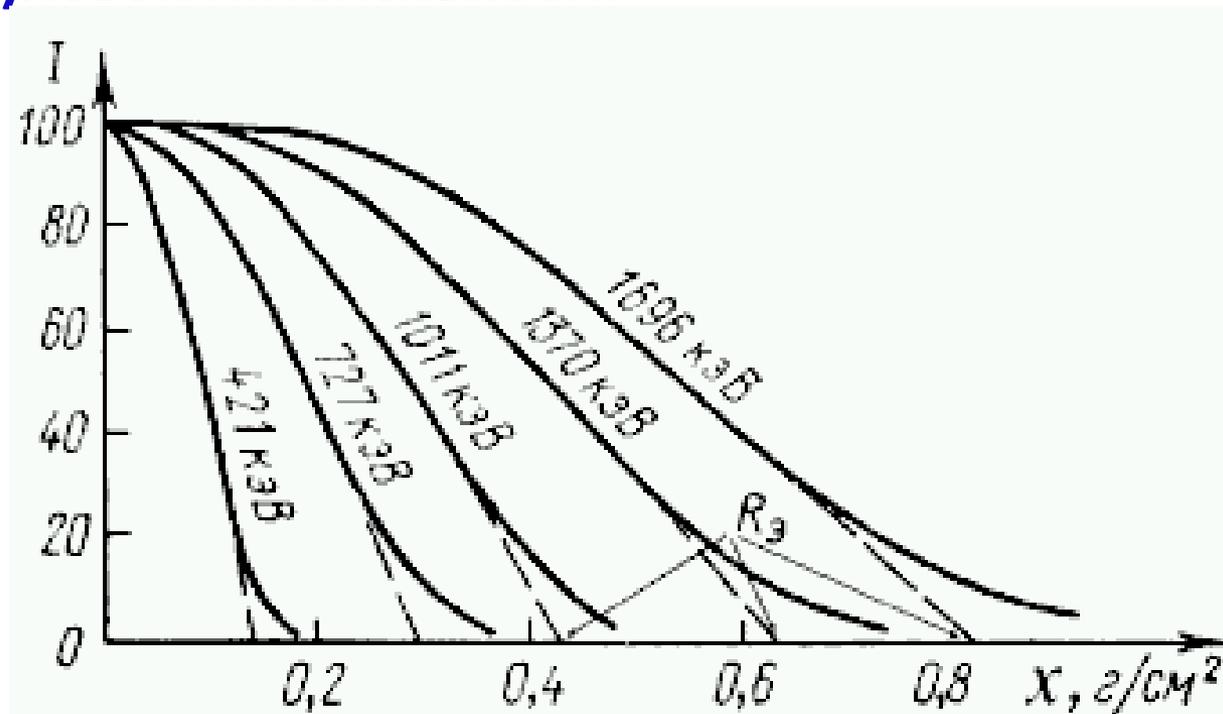


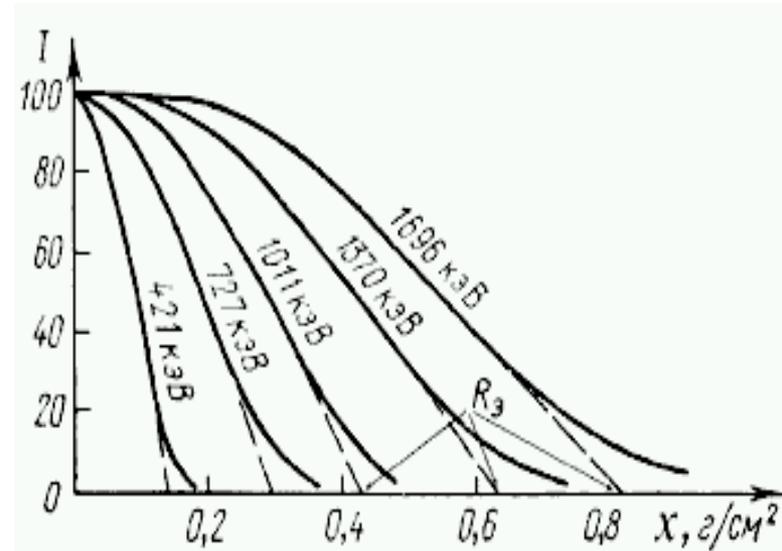
Рис. Изменение интенсивности первоначально моноэнергетического пучка электронов от толщины алюминиевого поглотителя для разных энергий пучка

Экстраполированный пробег

(I) При больших энергиях ($E \gg m_e c^2 = 511$ кэВ) рассеяние сравнительно невелико и основная часть электронов движется в первоначальном направлении. Их интенсивность на начальных отрезках пути практически не меняется, что соответствует **участкам плато** на кривых поглощения. (это похоже на поведение слабоссеивающихся альфа-частиц)

(II) По мере увеличения пройденного расстояния и уменьшения энергии угол рассеяния электронов растёт, и их интенсивность в первоначальном направлении уменьшается (**линейный спад**).

(III) При малых энергиях направления движений электронов приобретают хаотический характер (**хвост**).



Точка пересечения линейной части кривой с осью абсцисс – наиболее воспроизводимый параметр – экстраполированный пробег

Экстраполированный пробег

Экстраполированные пробеги в г/см^2 электронов с энергией E (МэВ) в алюминии можно определить по формулам:

$$R_{\text{э}}(\text{Al}) = 0.407 \cdot E^{1.38} \text{ при } 0.15 \text{ МэВ} \leq E < 0.8 \text{ МэВ},$$

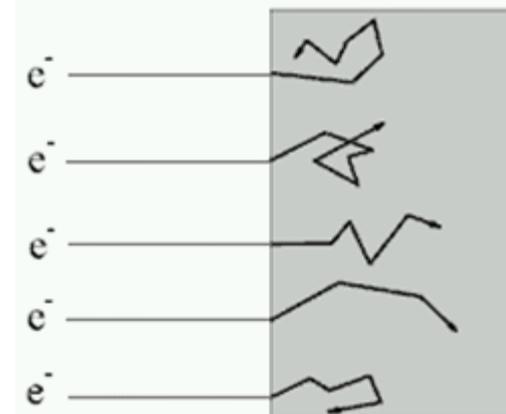
$$R_{\text{э}}(\text{Al}) = 0.542 \cdot E - 0.133 \text{ при } 0.8 \text{ МэВ} \leq E < 3.0 \text{ МэВ},$$

Экстраполированный пробег электронов в веществе X с зарядом Z и массовым числом A связан с пробегом в алюминии следующим образом:

$$R_{\text{э}}^x = R_{\text{э}}^{\text{Al}} \frac{(Z/A)_{\text{Al}}}{(Z/A)_x} \quad (\text{г/см}^2)$$

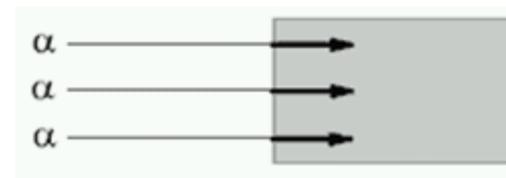
Экстраполированные пробеги электронов (см)

Вещество	Энергия электронов, МэВ				
	0.05	0.5	5	50	500
Воздух	4.1	160	$2 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^4$	$6.3 \cdot 10^4$
Вода	$4.7 \cdot 10^{-3}$	0.19	2.6	19	78
Алюминий	$2 \cdot 10^{-3}$	0.056	0.95	4.3	8.6
Свинец	$5 \cdot 10^{-4}$	0.026	0.30	1.25	2.5



Пробеги альфа-частиц (см)

Вещество	Энергия альфа-частиц, МэВ			
	4	6	8	10
Воздух	2.5	4.6	7.4	10.6
Биоткань	$3.1 \cdot 10^{-3}$	$5.6 \cdot 10^{-3}$	$9.6 \cdot 10^{-3}$	$13 \cdot 10^{-3}$
Алюминий	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$6.9 \cdot 10^{-3}$



Излучение Вавилова-Черенкова

Излучение Вавилова-Черенкова

Излучение Вавилова-Черенкова (эффект Черенкова) – это **электромагнитное излучение заряженной частицы при ее прямолинейном и равномерном движении в оптически прозрачной среде со скоростью $v > c/n$** , где n – показатель преломления среды.

Излучение было обнаружено аспирантом С.И.Вавилова – П.А.Черенковым в 1932 г. и объяснено физиками-теоретиками И.Е.Таммом и И.М.Франком в 1937 г.

Нобелевская премия по физике (1958 г.)

*«За открытие и объяснение
эффекта Черенкова»*



И.Е.Тамм, П.А.Черенков, И.М.Франк



Исследуя радиолуминесценцию растворов ураниловых солей под действием гамма-излучения, Черенков обнаружил слабое голубое свечение со следующими свойствами :

1. интенсивность и спектр не зависят от вещества, его чистоты и температуры;
2. излучение связано с движением в среде электронов (это показали опыты с магнитным полем);
3. излучение направлено вдоль пучка электронов и поляризовано;
4. излучение имеет сплошной спектр с максимумом интенсивности в синей части спектра.

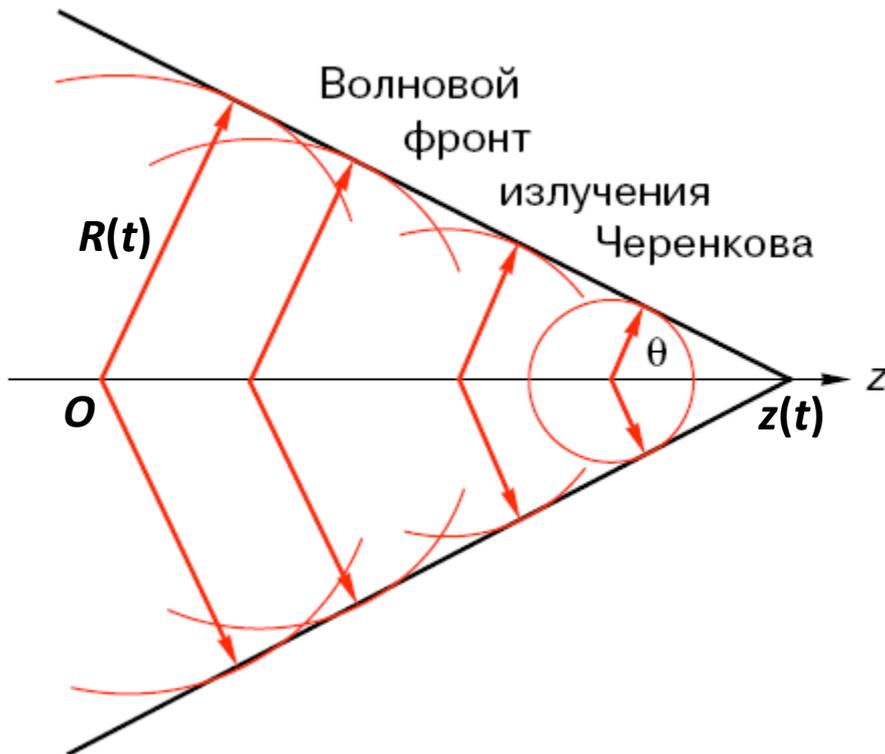
Таким образом, выяснилось, что излучение не является люминесценцией (противоречие со свойствами (1) и (3), и вызывается воздействием не гамма-лучей, а заряженных частиц

Механизм черенковского излучения

- Под действием электрического поля пролетающей заряженной частицы, которое смещает электроны атомов относительно ядер, в веществе образуются диполи (**поляризация среды**). Возвращение диполей в нормальное состояние **сопровождается когерентным излучением**.
- Если частица движется сравнительно медленно, она успевает поляризовать среду симметрично (в т.ч. впереди себя), и диполи после прохождения дают нулевое результирующее поле – их излучения гасят друг друга.
- При скорости частицы большей, чем скорость распространения электромагнитного поля в среде ($v > c/n$) наблюдается **эффект запаздывающей поляризации среды** - диполи ориентируются преимущественно в сторону движения частицы. Возникает направление, вдоль которого **когерентное излучение диполей сфазировано и усиливается интерференцией**.

Механизм черенковского излучения

Построение Гюйгенса ($v > c/n$)

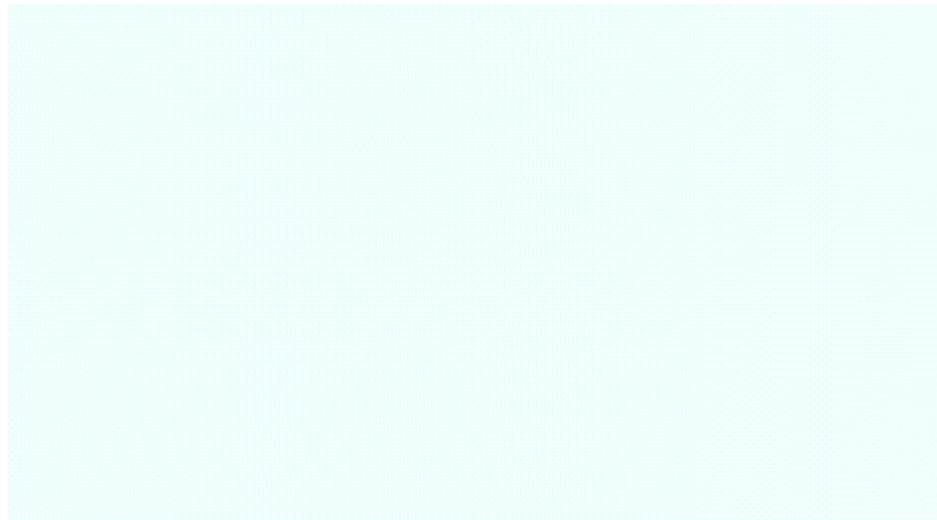


$$\cos \theta = \frac{R(t)}{z(t)} = \frac{(c/n)t}{vt} = \frac{1}{\beta n}$$

- Частица летит быстрее скорости распространения света в среде, т.е. она обгоняет волны.
- Касательные к поверхности этих волн образуют волновой фронт излучения Черенкова.
- Излучение расходится конусом вокруг траектории движения частицы.
- Это позволяет определив угол при вершине конуса, рассчитать по нему скорость частицы.

К принципу Гюйгенса (иллюстрация)

$$v > c/n$$



К принципу Гюйгенса (иллюстрация)

$$v > c/n$$

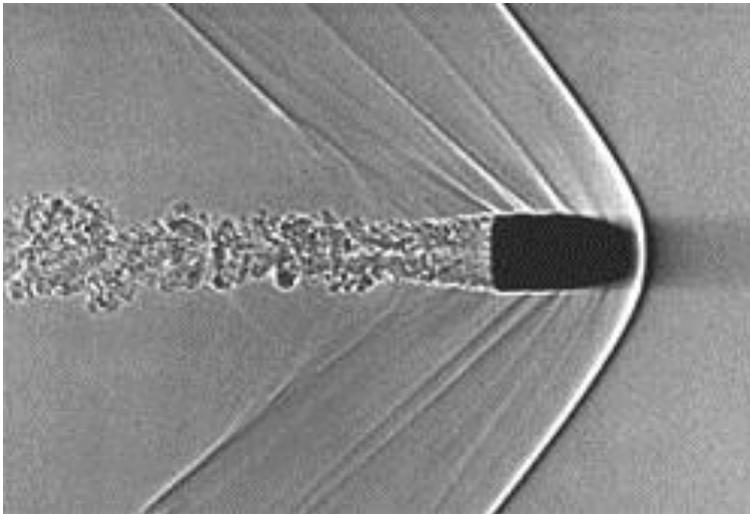


$$v < c/n$$



Аналогии

Эффект Черенкова имеет хорошо известные аналогии. Например, ударная волна, которая возникает при сверхзвуковой скорости (волны Маха). Кроме того, это волна, расходящаяся от корабля, когда он движется со скоростью, большей скорости волн на воде.



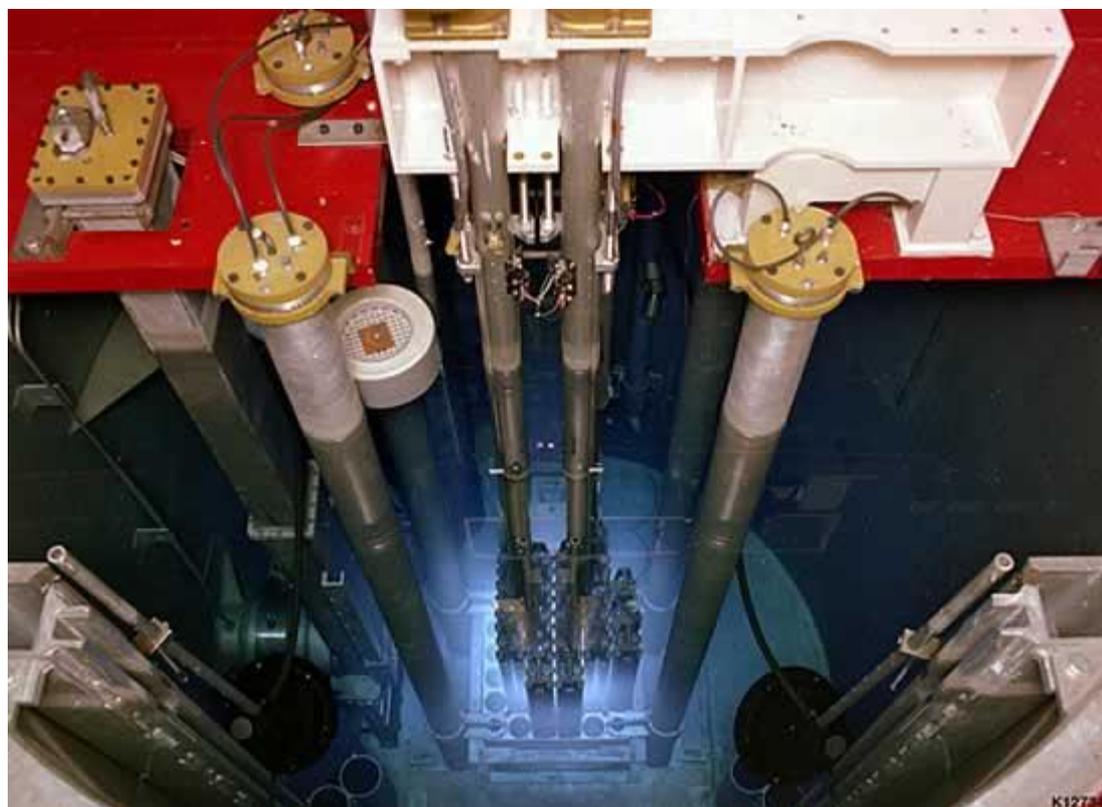
Фотография летящей пули, на которой виден фронт ударной волны.



Фотография самолета FA-18, на которой тоже виден конус ударной волны.

Примеры

Излучение Вавилова — Черенкова в бассейне с охлаждающей жидкостью исследовательского ядерного реактора

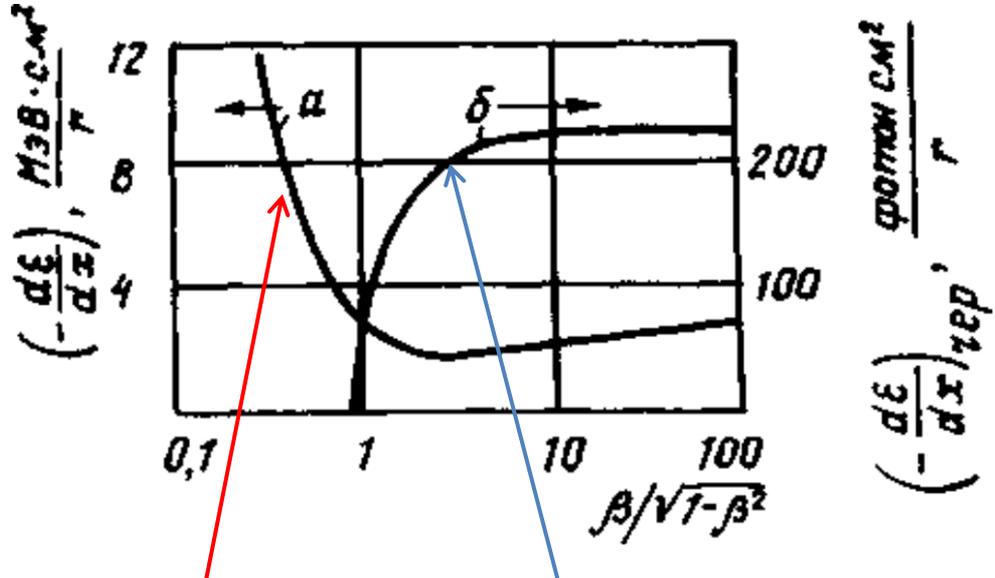


Пороговая энергия

- Излучение Вавилова-Черенкова возможно при прохождении в среде любых заряженных частиц, однако чем тяжелее частица, тем более высокие энергии будут соответствовать низшему порогу излучения.
- Черенковское излучение возникает только в тех случаях, когда $\cos\theta \leq 1$, т.е. $\beta n \geq 1$.
- В среде с показателем преломления $n=1.5$ минимальное значение скорости, при которой частица излучает
$$v_{\min} = 0,67c.$$
- Это соответствует **пороговой энергии для электронов ~ 200 кэВ и для протонов ~ 320 МэВ**

Потери на черенковское излучение

Потери на черенковское излучение особенно важны при высоких энергиях частиц в области релятивистского роста удельных ионизационных потерь.



Ионизационные
потери

Черенковские
потери

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{чер}} = \frac{4\pi^2 z^2 e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) v dv.$$

Основные закономерности при черенковском излучении

1. для черенковского излучения характерны мягкие фотоны, оно ограничено видимой областью – голубое свечение
2. угол испускания черенковского излучения растет с ростом энергии частиц до
$$\theta_{\max} = \arccos(1/n)$$
3. потери энергии на черенковское излучение пропорциональны квадрату заряда частицы
$$(-dE/dx)_{\text{ион}} \sim z_a^2$$
4. потери энергии на черенковское излучение не зависят от свойств среды.

Переходное излучение

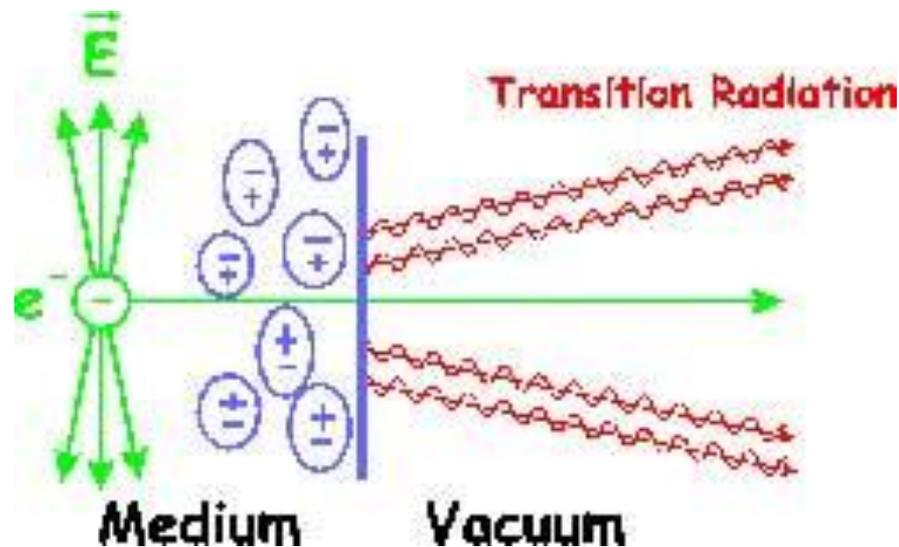
Переходное излучение

испускание зарядом электромагнитного излучения при его прохождении через границу двух сред с разными показателями преломления

- Заряд, движущийся равномерно и прямолинейно с досветовой скоростью не излучает, а его электромагнитное поле движется вместе с ним.
- При резком торможении (переход из одной среды в другую), поле меняется, и конец траектории (область около конца траектории с размерами порядка длины излучаемой волны) оказывается источником волн, уходящих от заряда.

Переходное излучение

- Т.е. при изменении скорости заряд как бы "стряхивает" с себя некоторую часть окружающего его электромагнитного поля.
- Излучение происходит по обе стороны границы раздела. Но:
 - **вперед** по ходу движения интенсивность и частота излучения растут с ростом энергии частицы.
 - Излучение **назад** малоинтенсивное и его частоты лежат в видимом диапазоне.



Основные закономерности переходного излучения

1. возникает при прохождении электронов с $v = \text{const}$ через среду с **меняющимся показателем преломления**;
2. В отличие от черенковского, переходное излучение **не имеет порога** и будет возникать при любых скоростях частицы
3. **Интенсивность излучения растет пропорционально энергии** частицы.
4. Переходное излучение **направлено резко вперед по направлению движения** частицы.

Литература

- А.П. Черняев, Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом. – М.: Физматлит, 2004.
- Практикум по ядерной физике, под ред. В.О. Сергеева. – СПб.: Изд-во СПбГУ, 2006.
- Батурицкий, М.А. Взаимодействие ионизирующего излучения с веществом : учебное пособие. – Мн.: МГЭУ им. А.Д. Сахарова, 2005. – 118 с.
- Мухин К.Н. *Экспериментальная ядерная физика*»(Книга 1. Части I и II.). Энергоатомиздат, 1993.
- Широков Ю.М., Юдин Н.П. *Ядерная физика*. Наука, 1980.
- Смирнов С.Н., Герасимов Д.Н. Радиационная экология. Физика ионизирующих излучений. Учебник для студентов вузов (ГРИФ). – М.: Изд-во МЭИ, 2006.