

Источники пучков заряженных частиц

Логачев П. В.

2013

Программа курса.

- Источники электронов.
- 1. Процесс эмиссии электронов и формирование пучка. Эволюция функции распределения электронов по энергии при ускорении пучка. Быстрое и адиабатическое ускорение. Определение электронной температуры и процессы температурной релаксации в электронном пучке после ускорения.
- 2. Термоэмиссионные катоды. Термоэлектронная эмиссия с поверхности металлов. Закон Ричардсона-Дэшмана. Эмиссия с активированной поверхности. Эмиссия с поверхности полупроводника (BaO).
- 3. Фотоэлектронная эмиссия. Три стадии фотоэмиссии. Металлические фотокатоды. Полупроводниковые фотокатоды. Фотокатоды с отрицательным электронным средством.
- 4. Автоэмиссионные катоды. Ферроэлектрические катоды.
- Источники позитронов.
- Источники позитронов для ускорителей на встречных пучках. Выбор материала для конверсионной мишени источника позитронов. Энергетическое и угловое распределение позитронов на выходе мишени. Акцептанс соленоида и согласующее устройство. Четвертьволновое согласующее устройство. Концентратор потока.

Литература

- П.В. Логачёв. Диссертация на соискание ст. к.ф.-м.н.
(<http://www.inp.nsk.su/~logatcho/lectures/>) .
- А.Б. Киселев. Металлооксидные катоды электронных приборов. – М. Издательство МФТИ, 2002, ISBN 5-89155-068-7.
- А.Г. Берковский, В.А. Гованин, Н. Зайдель, Вакуумные фотоэлектронные приборы, Энергия, Москва, 1976 г..
- Я. Браун, Физика и технология источников ионов. Москва, Мир, 1998.
- Физические величины. Справочник. Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мелихова, Энергоатомиздат, 1991.

Полупроводниковая модель

$$n(\varepsilon) = \frac{1 \cdot n_0}{e \cdot \frac{(\varepsilon - \varepsilon_\phi)}{kT} + 1}$$

— Распределение Ферми:
электронный газ в металле

$$\frac{T_{\parallel}}{2} = \frac{m \delta V_{\parallel}}{2}$$

— Вычисление продольной температуры в
С.О. пучка

$$\delta V_{\parallel}^2 = \langle \Delta V_{\parallel}^2 \rangle - \langle \Delta V_{\parallel} \rangle^2$$

$$T_{\parallel} = \frac{T_k^2}{2W}$$

— Окончательное выражение для
продольной температуры пучка

Поперечно-продольная релаксация

Процесс перехода энергии из поперечного движения в продольное называется *поперечно-продольной* релаксацией.

В отсутствие магнитного поля *поперечно-продольная* релаксация рассчитывается:

$$\frac{dT_{\parallel}}{dz} = \frac{\pi e^3 j L_c k}{w} \sqrt{\frac{m}{T_{\perp}}}$$

Выражение для поперечно продольной релаксации еще называется эффектом Бурша (Boersch H. Zs. Phys. 139, p115, 1954).

Способ подавления поперечно-продольной релаксации

При достаточно сильном сопровождающем магнитном поле средний ларморовский радиус электронов будет значительно меньше среднего межчастичного расстояния

$$\rho_{\perp} \ll n^{-\frac{1}{3}}$$

$$\rho_{\perp} = \frac{\sqrt{T_{\perp} m c}}{e B}$$

$$\rho_{\perp} \ll \frac{e^2}{T_{\parallel}}$$

Кроме того:

$r_{\min} = \frac{e^2}{T_{\parallel}}$ – Среднее минимальное расстояние сближения двух электронов

Продольно-продольная релаксация

При подавленной поперечно-продольной релаксации, продольная температура пучка определяется продольно-продольной релаксацией!

В приближении пучка как однокомпонентной плазмы, имеем:

$$\frac{T}{2} = U_{кор} = \frac{e^2}{\langle r \rangle} \quad \langle r \rangle = \frac{2e^2}{T}$$

Кроме того электронную плазму даже самого холодного катода можно считать “горячей”:

$$T_k \gg e^2 n^{\frac{1}{3}}$$

При такой температуре расположение электронов в прикатодной плазме можно считать случайным, некоррелированным. Действительно, ведь тепловой энергии вполне достаточно, чтобы минимальное расстояние сближения двух электронов было много меньше величины $n^{1/3}$. Такие флуктуации плотности несут в себе значительный запас потенциальной энергии. А поскольку обычно ускорение пучка происходит быстро по сравнению с периодом плазменных колебаний в пучке, то эти флуктуации практически переносятся в ускоренный пучок и даже переходят в кинетическую энергию.

*Установившаяся
температура*



$$T_{\parallel} = \frac{T_k^2}{2W} + 2e^2 n^{\frac{1}{3}}$$

Этапы развития источников электронов на основе термоэлектронной эмиссии

1883 год - Впервые испускание электронов нагретым телом обнаружил Томас Эдисон.

1896 год - Джозеф Томсон показал, что нагретым катодом испускаются элементарные частицы электричества, несущие отрицательный заряд – электроны.

1901 год - Ученик Томсона, Оуэн Ричардсон исследуя термоэлектронную эмиссию платины, вывел уравнение для тока эмиссии из металлов

$$j_{\text{эмиссии}} = AT_k^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT_k}\right)$$

**Этапы развития источников
электронов на основе
термоэлектронной эмиссии**

1903 год - Немецкий физик Артур Венельт осознал
достоинства нанесения на поверхность катодов
вещества, которое значительно увеличивало эмиссию.

Этапы развития оксидных катодов

Первый этап длился до середины 20-х годов 20го века и представлял собой период накопления научных фактов. К концу Первой мировой войны было выпущено почти полмиллиона радиоламп с оксидным катодом.

Второй этап развития: 30е-40е годы 20 века. Характеризовался совершенствованием катодных материалов, разработкой катодных узлов, развитием СВЧ техники. Крупным достижением тех лет стало создание в США “губчатых” катодов. В них смесь карбонатов бария и стронция втиралась в пористую губку, образованную припеканием никелевого порошка к поверхности подложки

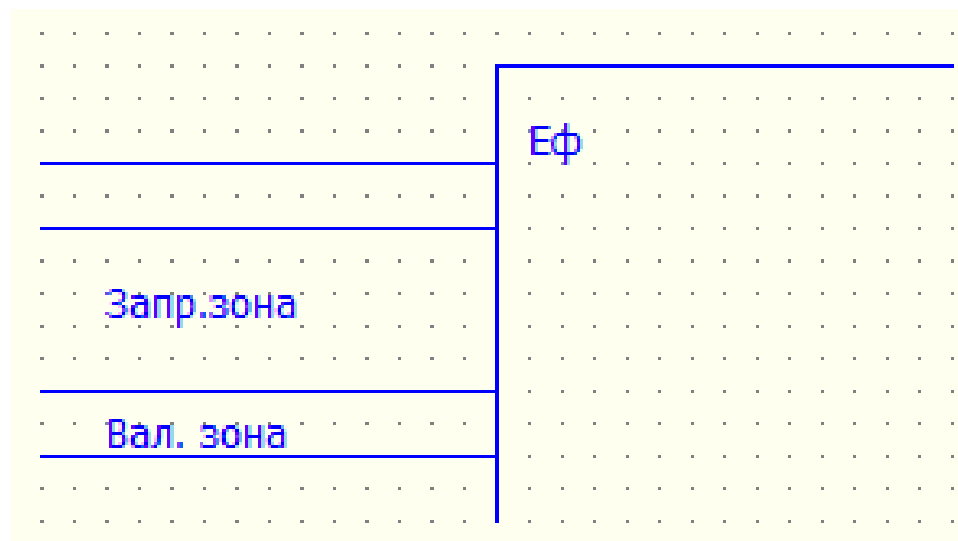
- *Третий этап 60-70 годы.* Была осознана особая роль кристалло-окислов щелочноземельных металлов, однако единой и полной теории нет до сих пор. Развитие твердотельной электроники в 60-90 гг. прошлого века сузило область применения катодов.

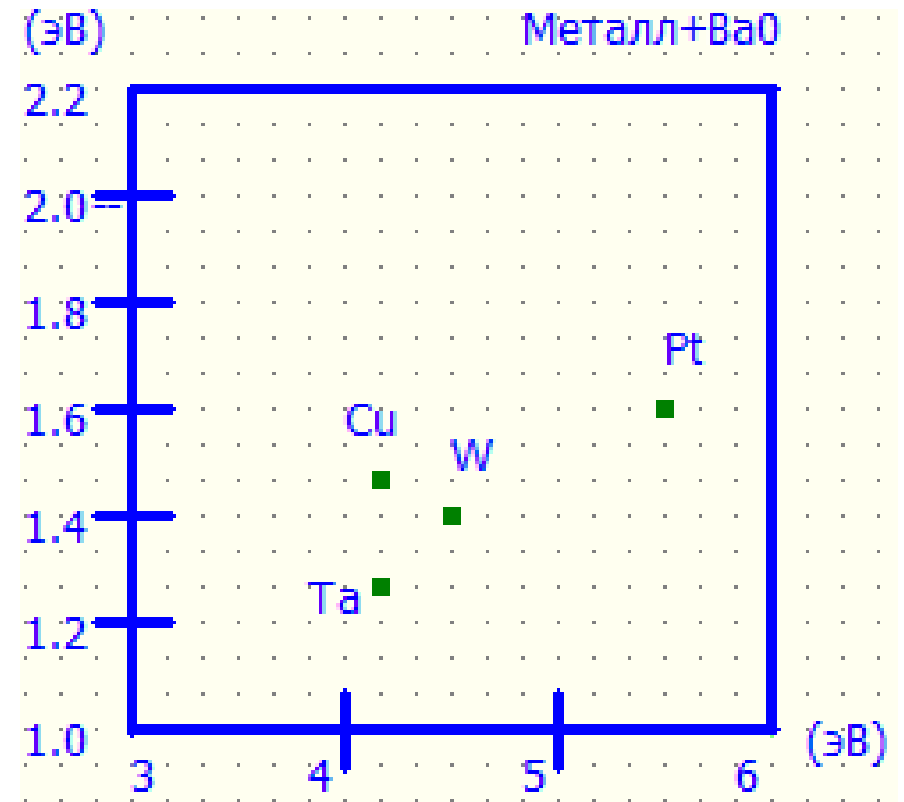
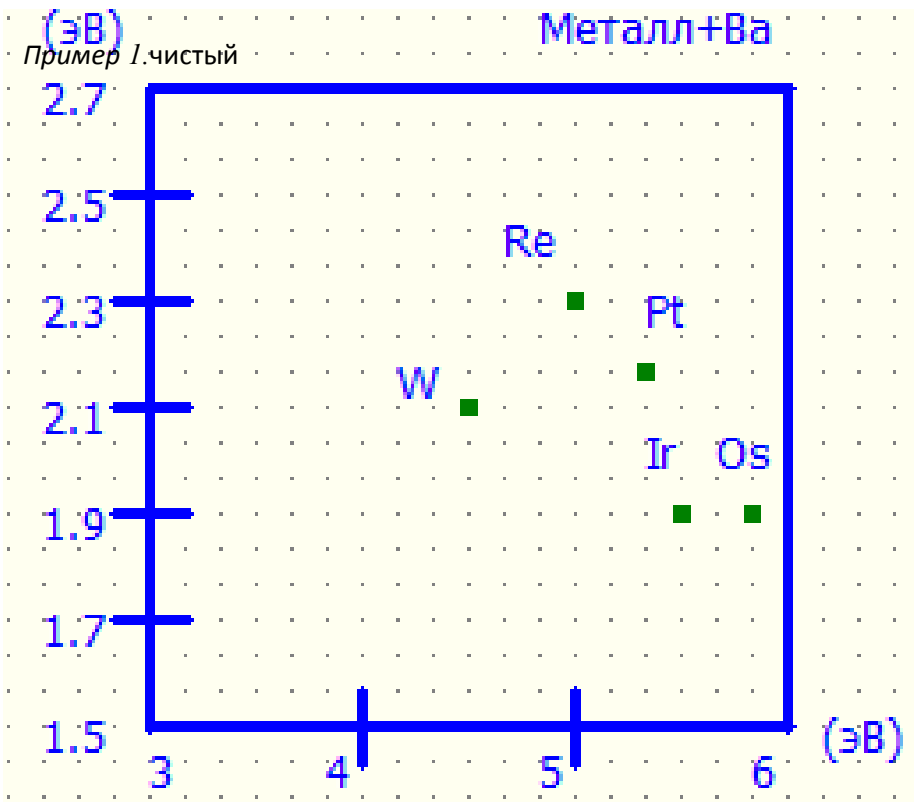
Оксидные катоды:

Полупроводниковая модель

Важные свойства границы металла:

- Характерный размер области пространственного заряда у поверхности металла порядка размера кристаллической решетки.
- Покрытие поверхности чистых металлов тонкими пленками других металлов и их оксидов позволяет значительно снизить работу выхода частицы из металла.

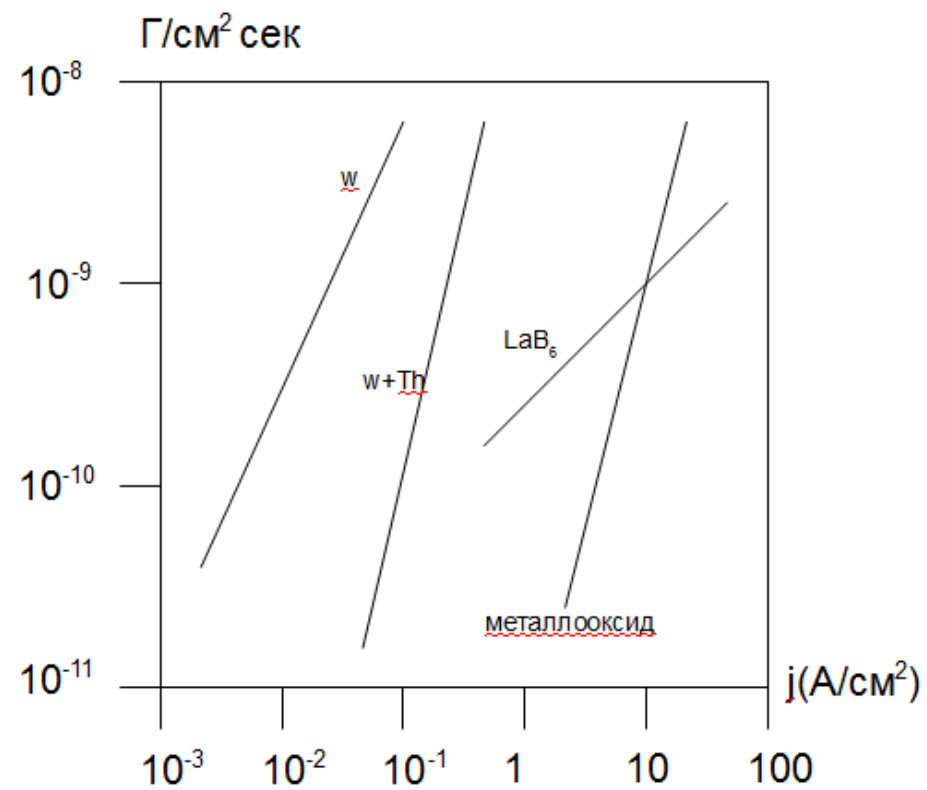
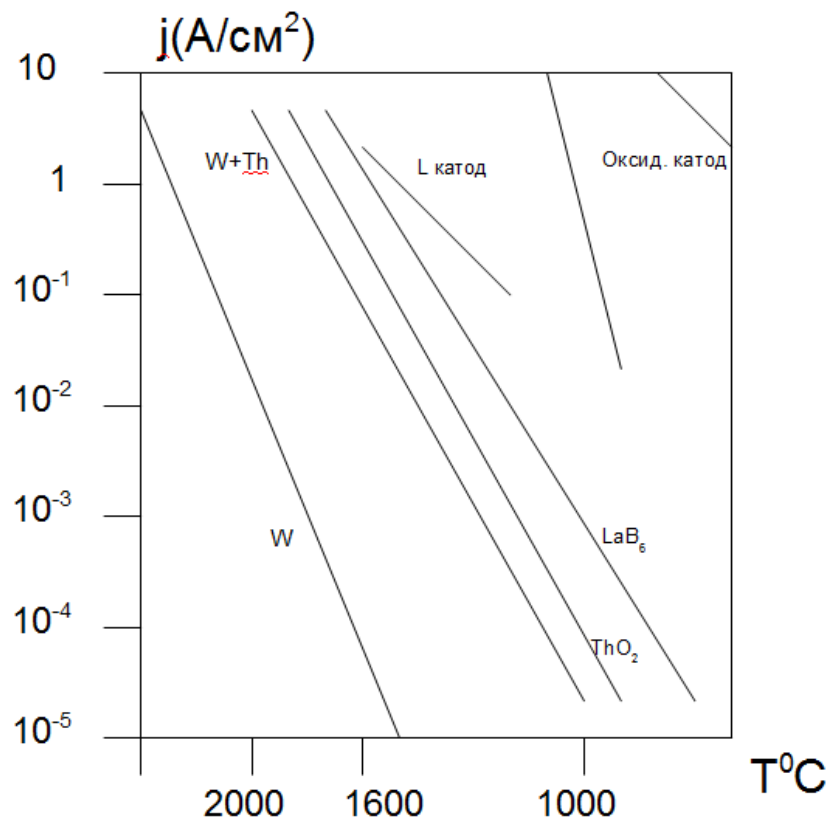




Уравнение Ричардсона $j_e = [AT_k^2 \exp(-\frac{\varphi}{T})] \cdot (1 - \bar{r})$

Пример величины плотности тока для вольфрама:

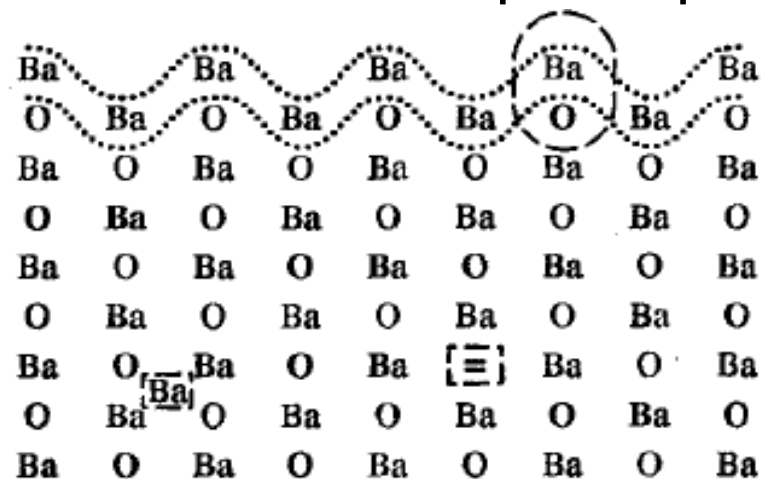
$$W, T = 2300^0 K \Rightarrow j_e = 2 \frac{A}{cm^2}$$



Физика оксидного катода

Оксидный катод представляет собой совокупность кристаллов двойного, или чаще, тройного оксида бария, стронция, и кальция. На воздухе этого соединения не существует, его можно получить разложением в вакууме карбонатов или перекисей этих металлов. После специальной обработки эти кристаллы приобретают специфическую поверхность. Их эмиссионные параметры и электропроводность определяются состояниями.

Схематический разрез кристалла BaO



— Поверхностный слой



[] — F-центры

Выбор катода для конкретного приложения

Факторы влияющие на выбор катода :

- Вакуумные условия и состав остаточных газов и паров.
- Плотность тока эмиссии
- Срок службы катода
- Требования к экономичности по электроэнергии и стоимости катодного узла.

Термоэмиссионные катоды:

- Катоды из чистых металлов и сплавов
- Металл-оксидные катоды
- Катоды из гексаборида лантана

3 стадии фотоэлектронной эмиссии

1

стадия фотонов и фотовозбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости:

$$dN_{\text{фэ}} = \alpha_{\text{фэ}} N_{\text{ф}} (1 - R) e^{-\alpha x} dx$$

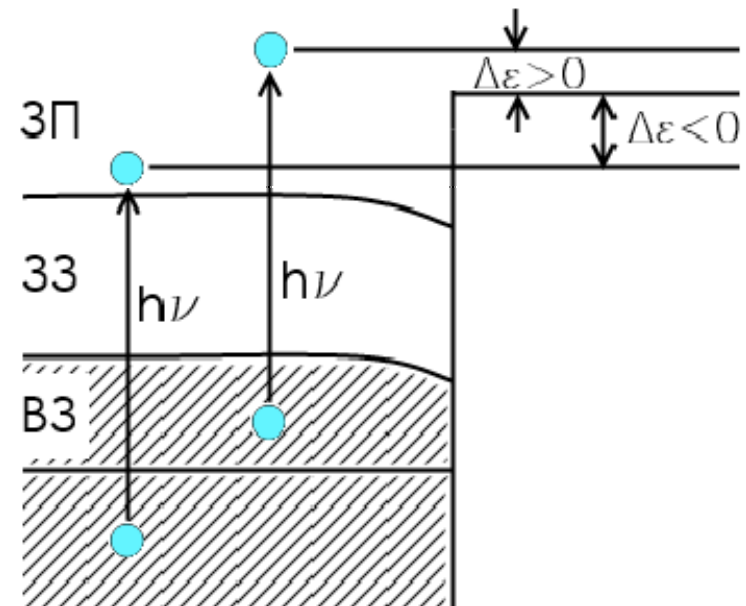
$dN_{\text{фэ}}$ - число фотоэлектронов

$N_{\text{ф}}$ - число падающих фотонов

$\alpha = \frac{1}{e_{\text{погл}}}$ - обратная глубина
поглощения

$\alpha_{\text{фэ}}$ - нормировочный коэффициент

R - коэффициент отражения фотонов от
поверхности катода.



2

стадия

Второй стадией процесса фотоэмиссии является движение фотоэлектронов к поверхности катода. Вероятность того, что электрон доберется до поверхности с расстояния x из глубины катода:

$$P_r = e^{-\frac{x}{e_{\text{диф}}}} \quad e_{\text{диф}} = \sqrt{D\tau_e}$$

D - коэффициент диффузии

τ_e - время жизни фотоэлектрона в зоне проводимости по процессу рекомбинации с дыркой.

В дополнении к этому, сталкиваясь с решеткой и с другими электронами, фотоэлектроны теряют энергию, опускаясь ниже уровня вакуума, и не могут выйти из катода.

3

Третья стадия связана с проходом фотоэлектронов через поверхность катода. На этом этапе, как правило, лишь малая часть (около 1%), имеющих достаточную энергию, сразу выходит в вакуум. Основная же часть электронов захватывается на поверхностные уровни, и, перемещаясь по этим уровням, может рекомбинировать или выйти в вакуум.

Вероятность прохождения фотоэлектрона через поверхность :

$$dN_{\varepsilon} = dN_{\phi\varepsilon} P_r P_{\varepsilon}(\varepsilon)$$



$$N_{\varepsilon} = P_{\varepsilon}(\varepsilon) N_{\phi} (1 - R) \frac{\alpha_{\phi\varepsilon}}{\alpha + \frac{1}{e_{\text{диф}}}} \xrightarrow{\text{Квантовая эффективность}} Q = \frac{N_{\varepsilon}}{N_{\phi}} = (1 - R) \frac{P_{\varepsilon}(\varepsilon) \frac{\alpha_{\phi\varepsilon}}{\alpha}}{1 + \frac{e_{\text{погл.}}}{e_{\text{диф.}}}}$$

Металлические фотокатоды

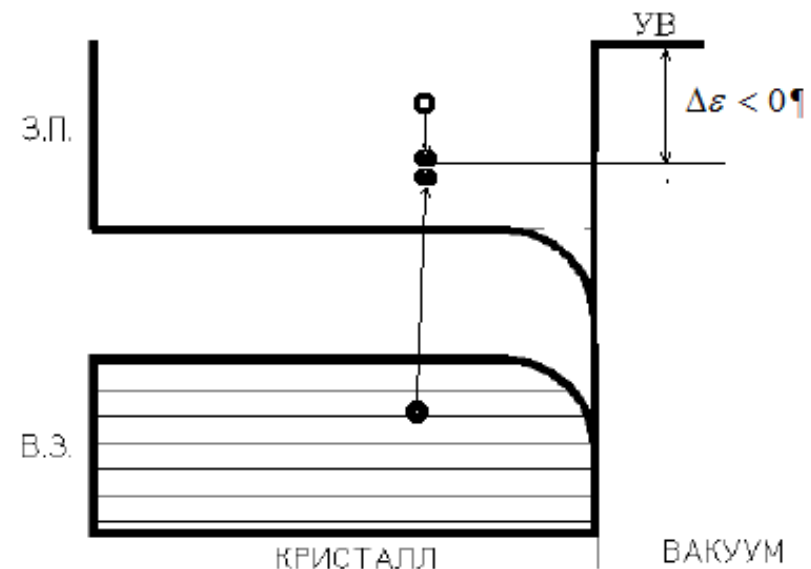
$$e_{\text{диф}} \ll e_{\text{погл}} \rightarrow$$

Большинство фотоэлектронов теряют энергию при столкновении с электронами из зоны проводимости и приходят к поверхности с энергией меньшей энергии уровня вакуума. Этот процесс значительно уменьшает квантовую

аффективность

$$\frac{\alpha_{\text{фэ}}}{\alpha} \ll 1 \rightarrow$$

Это связано с большой величиной работы выхода, даже в активированном состоянии и с большой шириной заполненной части



У металлов коэффициент отражения света от поверхности близок к единице:


$$(1 - R) \ll 1$$

В силу вышеизложенных причин, величина квантовой эффективности для металлических фотокатодов составляет:

$$Q \sim 10^{-4} - 10^{-5}$$

Полупроводниковые катоды

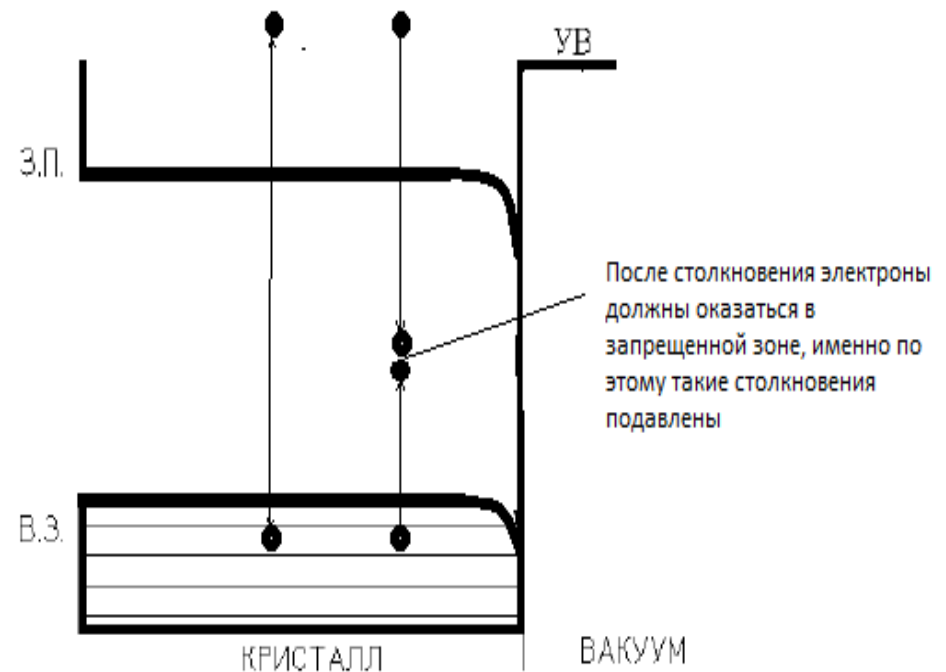
$$e_{\text{диф}} \approx e_{\text{погл}}$$

Так как 


а) Зона проводимости почти чистая (там только фотоэлектроны) по этому там не с чем сталкиваться.

б) Столкновения с электронами валентной зоны сильно подавлены, поскольку существует запрещенная зона большой величины

в) Столкновения с решеткой почти упругие, и не приводят к

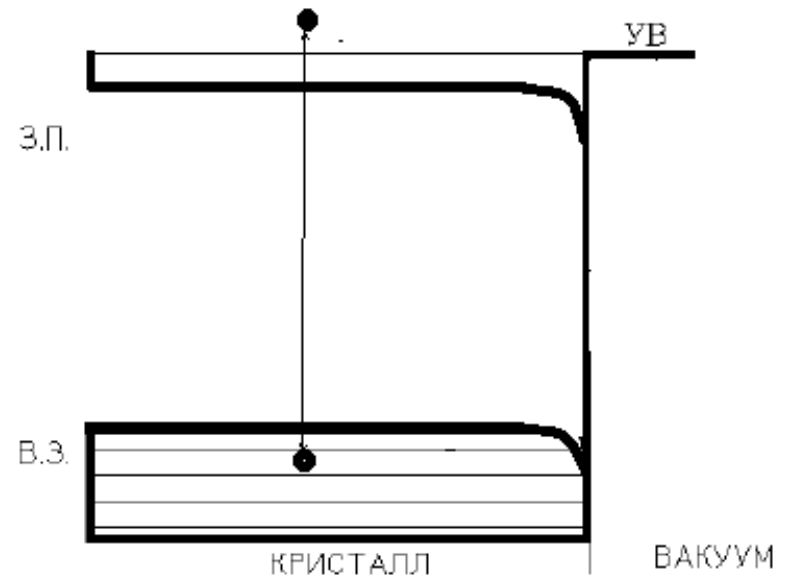


$$\frac{\alpha_{\text{фэ}}}{\alpha} \approx 1$$

Так как 

разница в энергиях уровня вакуума и дна зоны проводимости значительно меньше ширины запрещенной зоны. В данном случае основная масса фотоэлектронов имеют энергию выше уровня вакуума

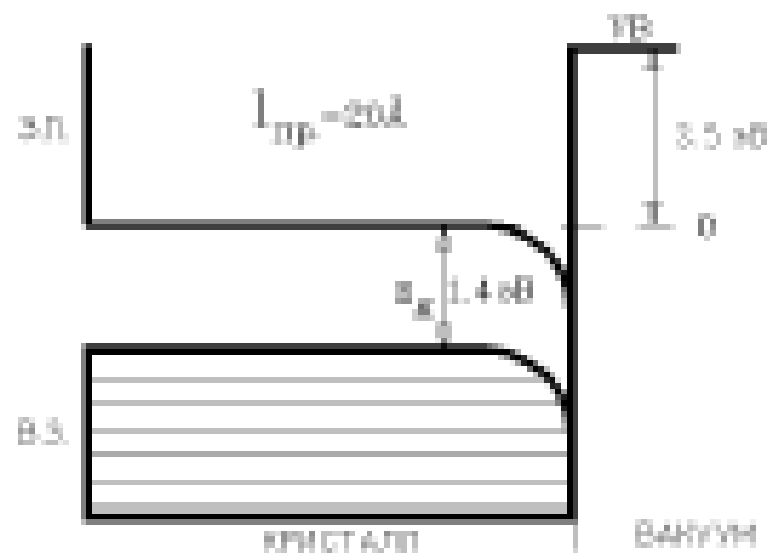
Коэффициент отражения света от поверхности катода $R = 0.5$, а не $0.98-0.95$, как у металлов в видимом и ИК диапазонах спектра



GaAs фотокатод

Превышение уровня энергии вакуума над уровнем дна зоны проводимости не активированного GaAs фотокатода 3,5 эВ, что больше ширины запрещенной зоны (1,37 эВ). Это приводит к отсутствию подавления столкновений фотоэлектронов с электронами валентной зоны, и энергия таких электронов после столкновения меньше уровня вакуума и находится в зоне проводимости, что резко снижает квантовую эффективность. Однако нанесение на поверхность GaAs фотокатода атомарного слоя Cs+O позволяет “опустить” уровень энергии вакуума ниже уровня дна зоны проводимости (отрицательное электронное сродство)

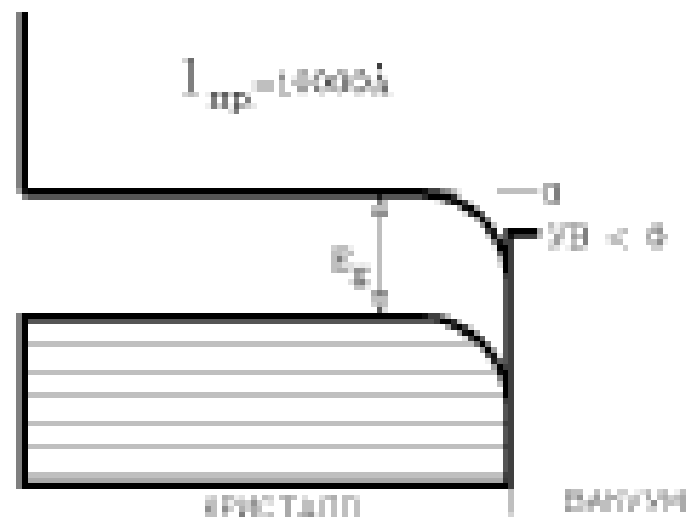
а) GaAs неактивированный



плохой эмиттер
($h\nu = 8 \text{ эВ}$, $Q = 0.01$)

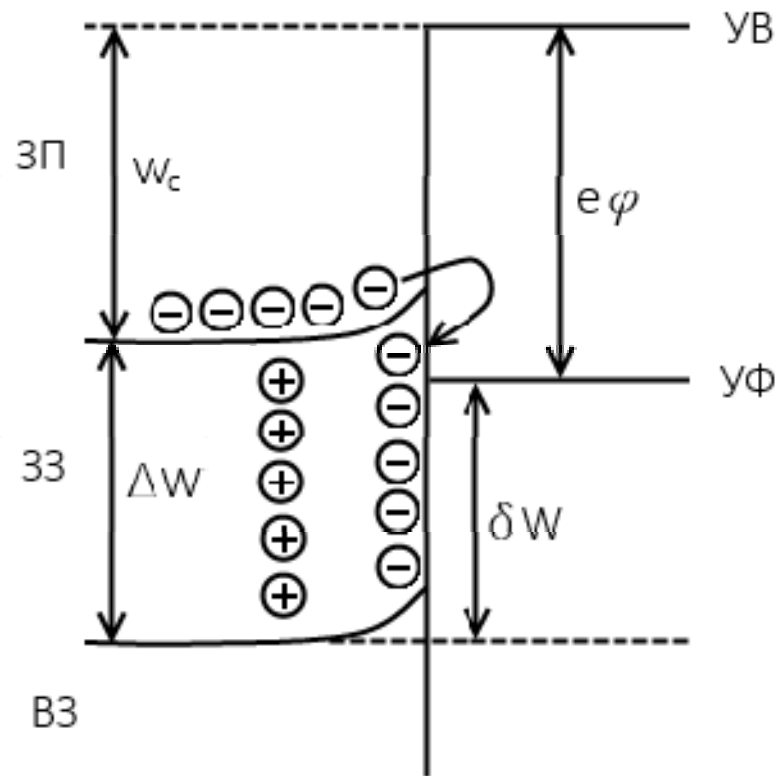
б) активированный (Cs+O₂)

О.Э.С.

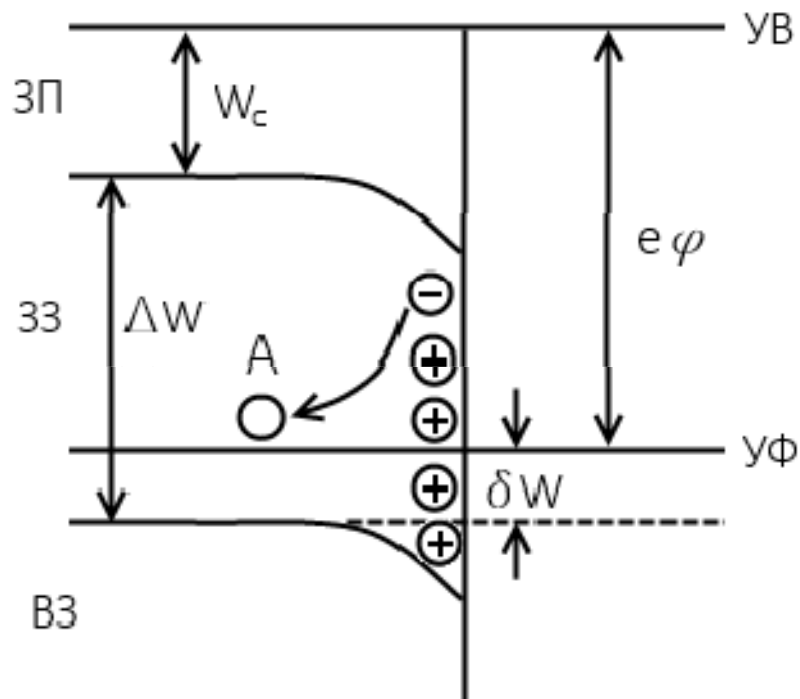


хороший эмиттер
($h\nu = 8 \text{ эВ}$, $Q = 0.3$)

Такие фотокатоды обладают рекордно большой квантовой эффективностью. В качестве основы такого фотокатода часто используют GaAs – p типа



n тип: электроны с донорных уровней в глубине материала переходят на свободные поверхностные уровни и образуют отрицательный пространственный заряд на поверхности. Это препятствует выходу электронов в вакуум.



p тип: электроны с более высоких поверхностных уровней переходят на акцепторные уровни в запрещенной зоне и создают вблизи поверхности положительный пространственный заряд. Это способствует выходу электронов в вакуум.

Основные законы фотоэмиссии

- 1) Фототок в режиме насыщения прямо пропорционален интенсивности падающего на фотокатод излучения.
- 2) Для каждого вещества существует длинноволновая граница λ_0 . При $\lambda > \lambda_0$ фотоэмиссии нет. Соответствующую пороговую энергию кванта называют фотоэлектрической работой выхода.
- 3) Максимальная кинетическая энергия выходящих из фотокатода электронов линейно возрастает с частотой падающего излучения и не зависит от его интенсивности. Этот закон нарушается при больших мощностях излучения, когда становятся вероятными многофотонные рассеяния.

Наиболее распространенные фотокатоды и технологии их изготовления

Сурьмяно-цезиевый фотокатод ($SbCs_3$).

Применяется в фотоэлектронных приборах. Открыт П.Герлихом в 1936 году.

Технология приготовления:

а) Обезгаживание подложки при 400-420°C , $P=10^{-6}$ Торр

б) Напыление Sb (5-6 нм, 15-20 атомных слоев)

Полупрозрачный 75-80% пропуск света лампы накаливания

Непрозрачный 150 нм (исчезновение видимого света лампы накаливания)

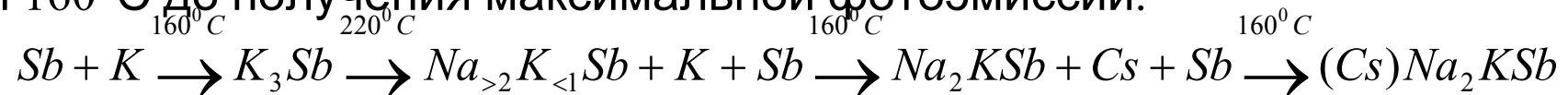
в) Реакция пленки Sb с парами Cs_0

- Пленка приобретает красноватый цвет
- Сопротивление пленки увеличивается на много порядков
- Возникает фотоэмиссия в видимой области спектра

Многощелочной фотокатод

Технология приготовления:

- а) Обезгаживание подложки и контейнера (аналогично $SbCs3$ фотокатоду)
- б) Изготовление $K3Sb$ фотокатода обработкой слоя Sb в парах Na при температуре 180-220°C для непрозрачного фотокатода.
- в) Обработка $K3Sb$ в парах Na при температуре 180-230°C, при этом идет замещение части K на Na . Обработка идет до резкого падения фототока, свидетельствующего об избытке Na
- г) Для образования соединения $Na2KSb$ на температуре 160°C поочередно допыляют Na и K до достижения максимальной величины тока фотоэмиссии.
- д) $Na2KSb$ поочередно обрабатывается небольшим количеством Cs и Sb при 160°C до получения максимальной фотоэмиссии.



Кислородно-серебряно-цезиевый фотокатод:

Ag-O-Cs приготовления:

Этот фотокатод трудно сделать полупрозрачным, для работы на просвет, из-за разрыва пленки при толщинах менее 20нм. Как правило, такой катод делают в непрозрачном варианте.

а) Обезгаживание бронзовой подложки при температуре 450°С

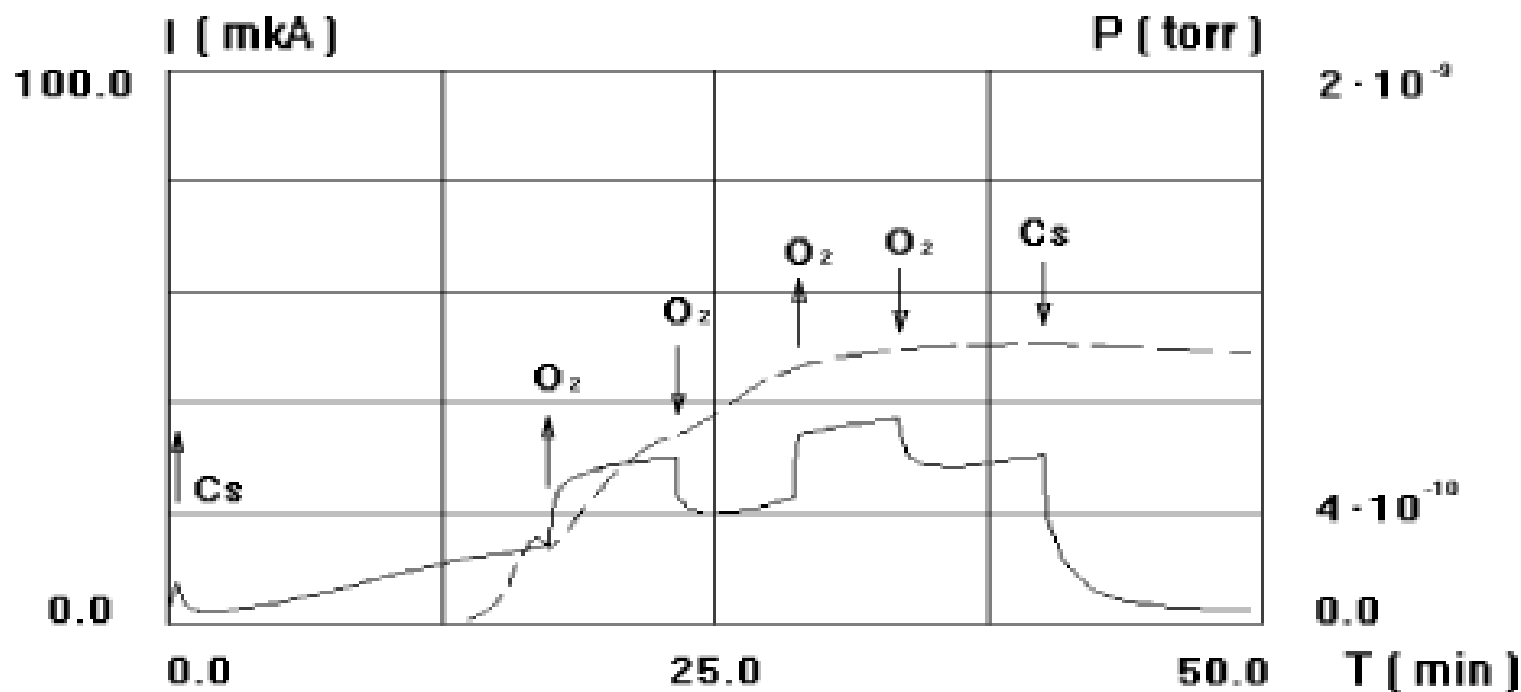
б) Напыление серебра до исчезновения цвета бронзы (примерно 150 атомных слоев). Бомбардировка серебра ионами кислорода в тлеющем ВЧ разряде. Сопротивление окисленного поверхностного слоя велико, и растет с окислением.

в) Обработка Cs (не очень хороший метод). Избыток Cs необратимо портит фотокатод. При этой операции прибор нагревается до 150-200°С , а сам катод остается при комнатной температуре. Cs перегоняется на фотокатод, пока последний не станет темно - коричневым.

Активация катода

GaAs
Процесс активации GaAs фотокатода заключается в нанесении на заранее подготовленную поверхность приблизительно одного атомарного слоя Cs и O. Подготовка заключается в предварительном прогреве кристалла до $T \sim 635^\circ\text{C}$ с одновременным прогревом цезиевых испарителей и генератора кислорода до номинальных температур в течение 10 минут. Затем 0,5 часа прогревают кристалл на $T \sim 635^\circ\text{C}$. Далее дают кристаллу остыть (около часа). Вакуум при прогреве должен быть не хуже $P = 10^{-9}$ Торр.

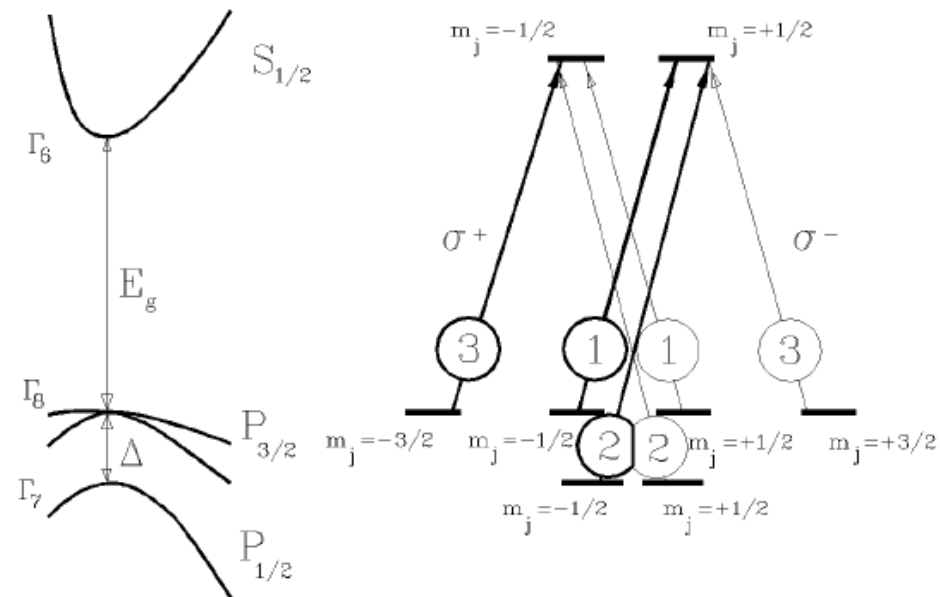
В процессе активации необходимо контролировать вакуум и эмиссионную способность катода, и иметь мощную геттерную откачки. На рисунке изображены зависимости фототока (пунктирная линия) и вакуума (сплошная линия) от времени в процессе активации арсенид-галлиевого фотокатода.



Эмиссия поляризованных электронов

Освещение арсенид-галиевого фотокатода светом с круговой поляризацией и соответствующей длиной волны приводит к ориентации спина фотоэлектронов в направлении падения излучения. На рисунке приведена схема оптических переходов GaAs фотокатода, задействованных в процессе фотоэмиссии. Максимальная возможная степень поляризации определяется:

$$P_0 = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$$



Основные параметры широко используемых фотокатодов

	Металлы	Полупроводники и изоляторы	GaAs с отрицательным электронным средством
Основной тип столкновений	Электрон-электронный	Электрон-фотонный	Электрон-фотонный
Положение уровня вакуума относительно дна зоны проводимости	выше	выше	выше
Красная граница фотоэмиссии	Cs - Pt 689нм - 219нм 1.8эВ - 6.65эВ	Cs3 - SbNa2K(Cs) 652нм - 826нм 1.9эВ - 1.6эВ	GaAs(Cs,O) 992нм - 652нм 1.25эВ - 1.9эВ
Квантовая эффективность	$8 \cdot 10^5 - 4 \cdot 10^{-4}$	0.05 – 0.25	0.01 – 0.6
Время отклика фотокатода	$10^{-15} - 10^{-14} \text{ с}$	$10^{-13} - 10^{-12} \text{ с}$	$2 \cdot 10^{-10} - 7 \cdot 10^{-9} \text{ с}$
Максимальный импульсный ток и длительность импульса	Более 1 кА/см Менее 30 пс	Более 200 А/см Менее 100 пс	Более 4 А/см 2 пс
Особые условия	$10^{-8} - 10^{-9} \text{ Torr}$	$10^{-10} - 10^{-11} \text{ Torr}$	$10^{-10} - 10^{-11} \text{ Torr}$

Полевая электронная эмиссия

Явление полевой эмиссии заключается в испускании электронов телами под действием внешнего электрического поля у их поверхности.

При этом:

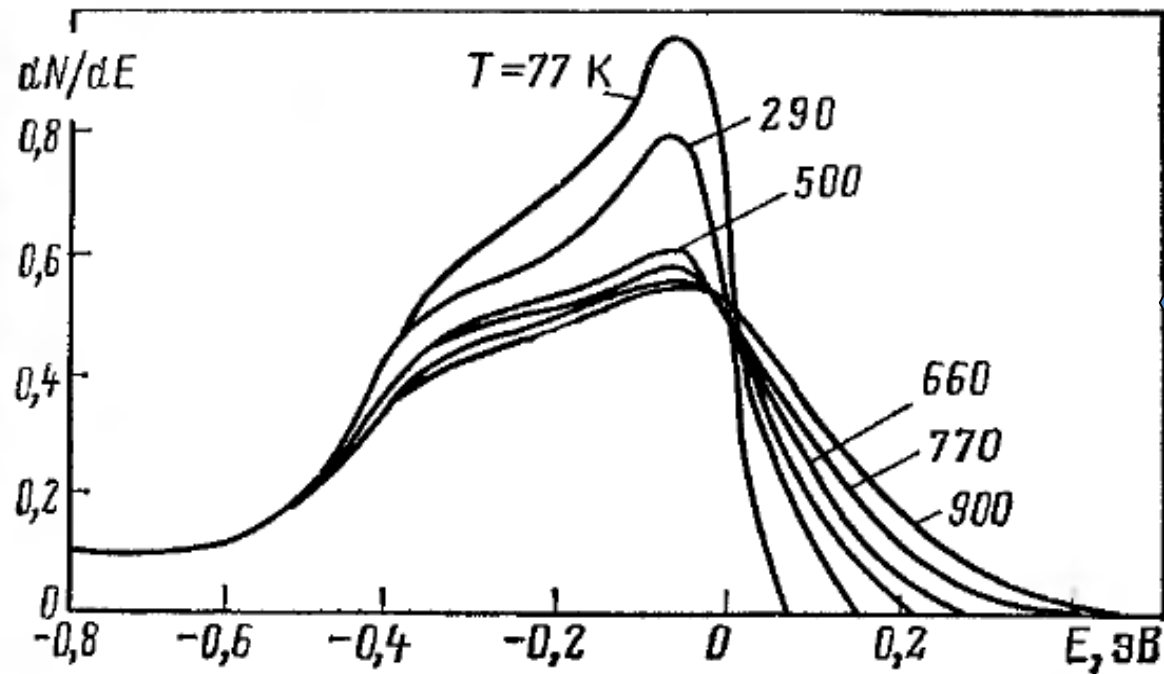
$$E \geq 10^9 \frac{B}{M}$$

$$j\left(\frac{A}{\text{см}^2}\right) = 1,54 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi} \exp\left\{-\frac{6,79 \cdot 10^7 (\varphi)^{\frac{3}{2}}}{E} \times \theta\left(\frac{3,62 \cdot 10^{-4} E^{\frac{1}{2}}}{\varphi}\right)\right\}$$

$$\varphi \rightarrow (\text{эВ}), E \rightarrow \left(\frac{B}{\text{см}}\right), \theta(x) \rightarrow \text{функция_Нордгейна}$$

Можно отметить, что полевая эмиссия зависит от электрического поля так же, как термоэмиссия зависит от температуры.

Полевая эмиссия используется в электронной и ионной микроскопии, в сильноточных ускорителях электронов и в импульсных источниках рентгеновского излучения высокой интенсивности.



Распределение по энергиям электронов при ПЭ из вольфрамового острия с ориентацией по оси при различных температурах эмиттера.

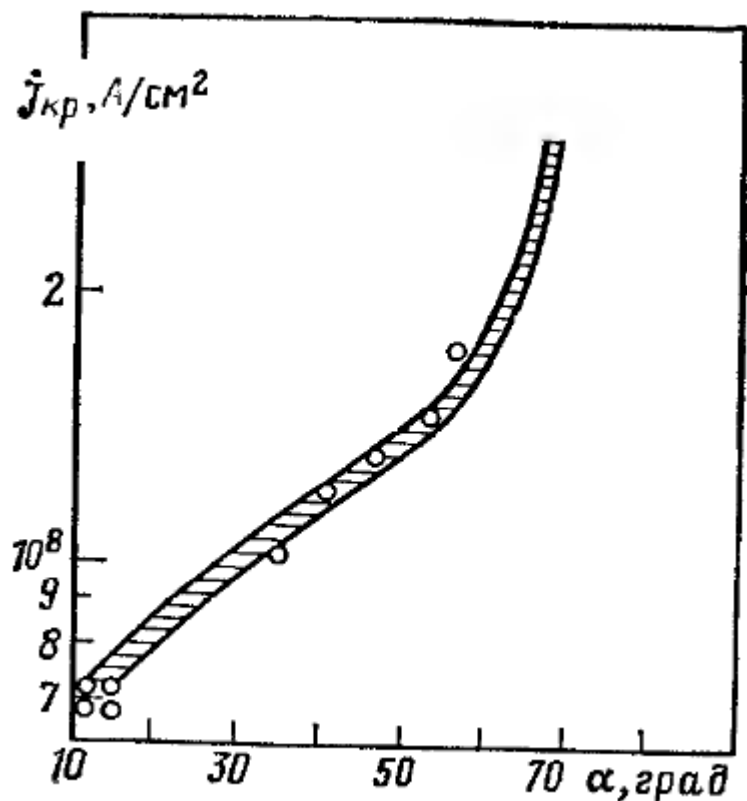


Таблица 25.27. Значения экспериментально измеренных предельных плотностей токов ПЭ с одноострийных катодов [28]

Материал катода	Длительность прикладываемого напряжения, с	Предельная плотность тока, А/см²
W	Постоянно действующее напряжение	10^7
W	$10^{-10} - 10^{-3}$	$2 \cdot 10^7$
W	$10^{-5} - 10^{-6}$	$5 \cdot 10^7 - 10^8$
W	10^{-7}	$3 \cdot 10^8 - 5 \cdot 10^8$
W	$10^{-8} - 10^{-9}$	10^9
W-Zr	$4 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^9 - 5 \cdot 10^9$
Ta, Re	$4 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^7$
LaB₆	$3 \cdot 10^{-6}$	$10^7 - 10^8$
ZrC	$3 \cdot 10^{-6}$	$10^7 - 10^8$

Зависимость критической (наибольшей неразрушающей эмиттер) плотности тока ПЭ металлического острия от угла раствора конуса катода. Материал катода – вольфрам, длительность импульсов тока 3.5 мкс, частота повторения 50 Гц. Кружки – эксперимент, заштрихованная полоса - расчет

Источники позитронов

В настоящее время известно два процесса, практически пригодных для массового производства позитронов, — это β^+ распад радиоактивных изотопов и рождение электрон-позитронных пар при прохождении релятивистского фотона в поле ядра атома. Источники позитронов, основанные на β^+ распаде, плохо подходят для ускорительных систем из-за относительно невысокой интенсивности рождения частиц, а также по причине сложности сбора полученных позитронов в короткие узконаправленные сгустки.

В случае рождения электрон-позитронных пар при прохождении релятивистского фотона в поле ядра атома есть несколько способов получить этот фотон:

- а) Тормозное излучение электрона высокой энергии в поле ядра;
- б) Комptonовское рассеяние мягких фотонов на электроне высокой энергии;
- в) Излучение электрона высокой энергии в спиральном ондуляторе с возможностью получить поляризованные позитроны.

Наиболее часто в ускорительной технике для производства позитронов используется процесс рождения электрон-позитронных пар в электромагнитном ливне.

Лавинообразное размножение частиц происходит до тех пор, пока электроны и позитроны не замедляются настолько, что потери энергии на тормозное излучение сравниваются с ионизационными потерями. Эта критическая энергия для разных веществ может быть приблизительно подсчитана по формуле:

$$E_c = \frac{800 \text{ МэВ}}{Z + 1.2},$$

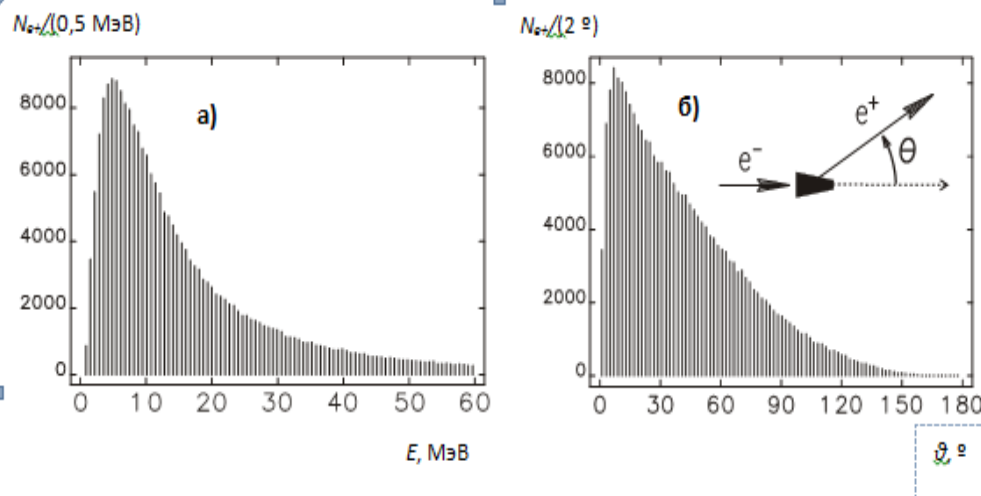
Типичный продольный размер, на котором развивается электромагнитный ливень, называется радиационной длиной, которая приближенно равна:

$$X_0(\text{см}) = \frac{716,4 \text{ А}}{\rho\left(\frac{\text{г}}{\text{см}^3}\right)Z(Z+1)\ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)},$$

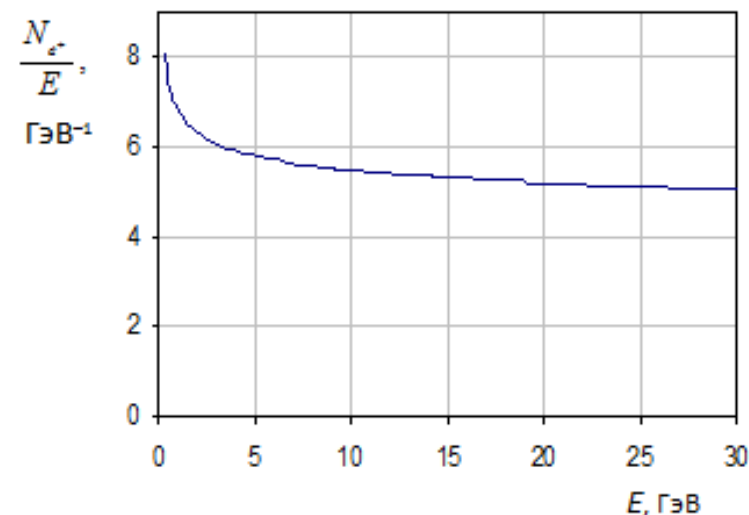
Полное число позитронов в максимуме электромагнитного ливня, рожденного электроном с энергией E , дается выражением:

$$N_{e^+} \approx \frac{0,15}{\sqrt{\ln(E / E_c) - 0,37}} \cdot \frac{E}{E_c},$$

При этом выход позитронов (positron yield): $Y = \frac{1}{E} \cdot \frac{N_{e^+}}{N_-}$,



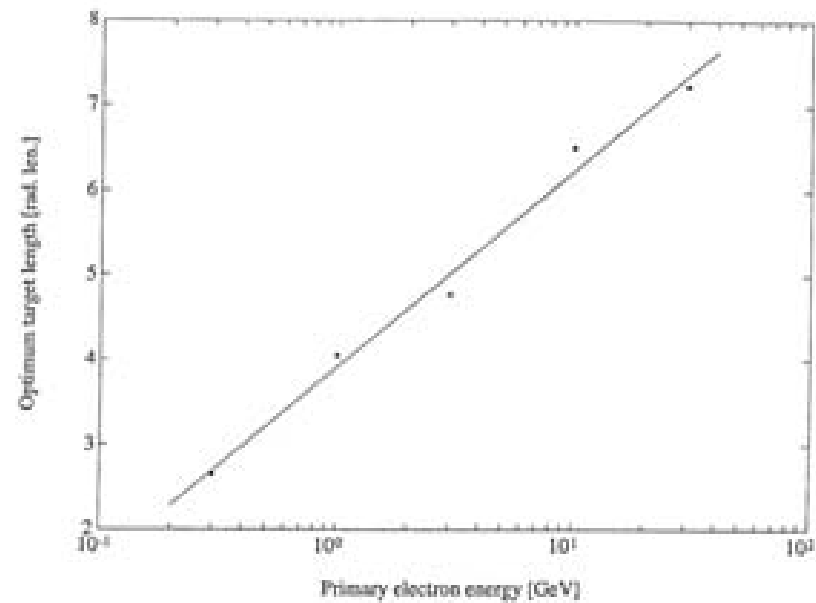
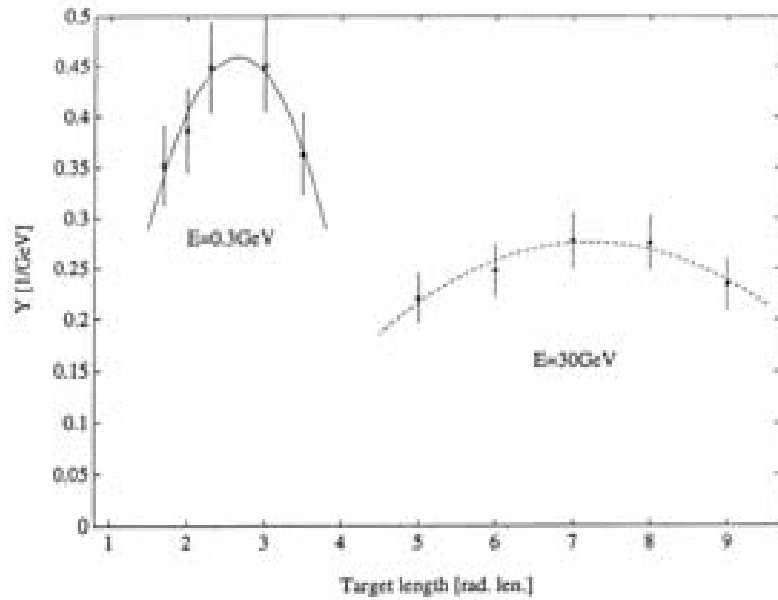
Энергетическое (а) и угловое (б) распределение позитронов, вышедших из конверсионной мишени. Спектры получены с помощью программы GEANT [Geant] (кол-во падающих на мишень электронов — $2 \cdot 10^5$, энергия электронов — 280 МэВ, длина танталовой мишени — 12 мм). Общее число вышедших из мишени позитронов — $2,4 \cdot 10^5$ (расхождение с формулой 2 объясняется тем, что приблизительно половина родившихся в ливне позитронов аннигилирует внутри мишени). Спектры слабо зависят от энергии первичного электронного пучка при оптимальной толщине мишени.



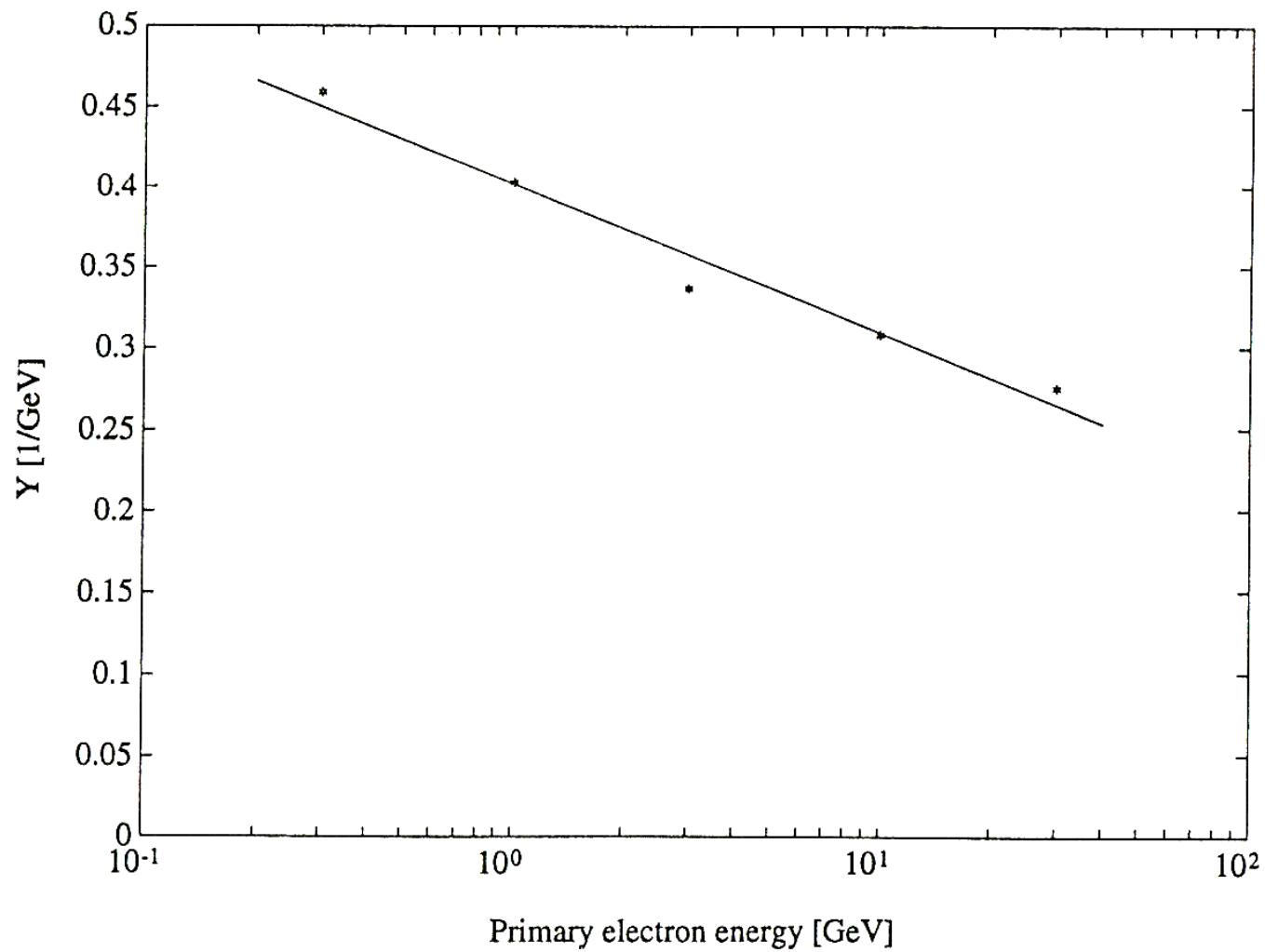
Зависимость величины N_{e^+} / E от энергии, рассчитанная по формуле (2). Энергия E меняется в диапазоне от 0,3 ГэВ до 30 ГэВ

Выбор конверсионной мишени

Как правило, в качестве мишени используют тантал или сплав вольфрама с рением.



Выход позитронов, пригодных к дальнейшему ускорению в линейном ускорителе, при оптимальной длине мишени



Для коротких интенсивных электронных сгустков был экспериментально установлен предел по разрушению Вольфрам-Рениевой мишени:

$$\rho = \frac{N_- E_-}{\pi r_n^2} < 2 \cdot 10^{12} \frac{\text{ГэВ}}{\text{мм}^2}$$

Итак, для оптимальной длины мишени:

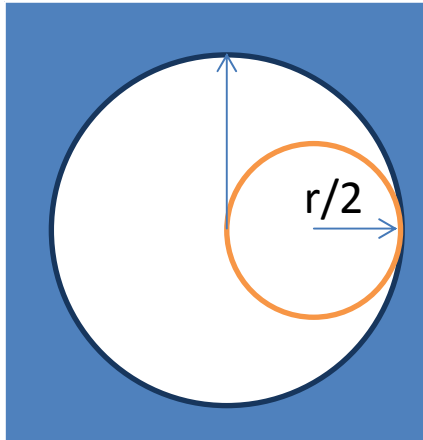
$$E_- = 0.3 \text{ ГэВ} : \begin{cases} 30\% \rightarrow \text{тепло} \\ 50\% \rightarrow \text{фотоны} \\ 20\% \rightarrow e^+ e^- \end{cases}$$

Сравним сгустки энергией 0.3 и 30 ГэВ при оптимальной толщине мишени:

	%E($h\nu$)	%E($e^+ e^-$)	$\frac{N_{e^-}}{N_{e^+}}$
0.3 ГэВ	50%	20%	2
30 ГэВ	45%	20%	1.5

Почему начальный этап ускорения позитронов выгодно проводить в соленоиде.

1) Акцептанс соленоида.



$$\frac{eB}{\gamma mc} \cdot \frac{r}{2} = \beta_{\perp} c \Rightarrow p_{\perp} = \frac{eBr}{2c}$$

$$A = \Delta p_{\perp} \cdot r = \frac{eB}{2c} \cdot r^2$$

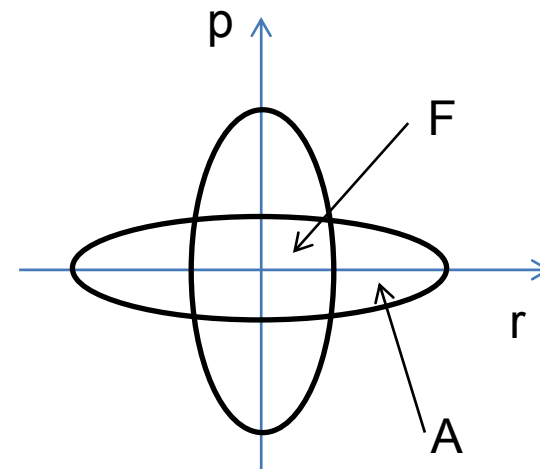
Для того чтобы увеличить сбор позитронов, нужно по возможности эффективно согласовать фазовый объем позитронного пучка с акцептансом соленоида. Функцию такого согласования выполняет «Согласующее устройство» «matching device».

Итого, акцептанс соленоида:

Не зависит от продольного импульса

Пропорционален квадрату радиуса соленоида

Линейно растет с ростом поля.

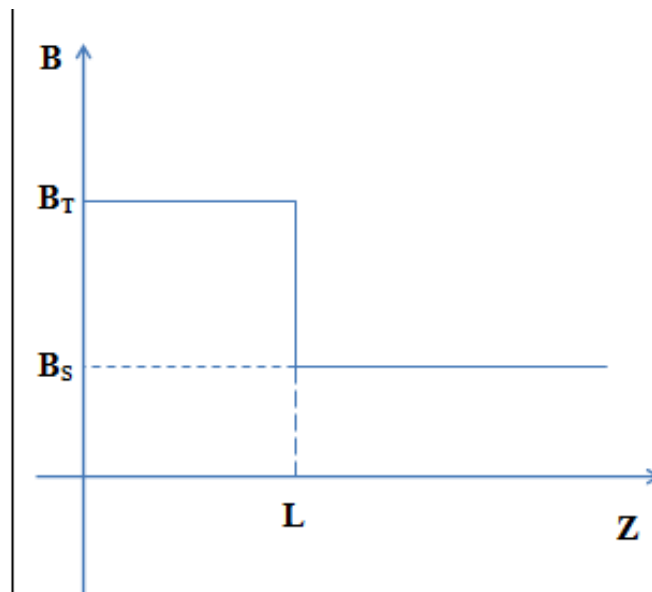
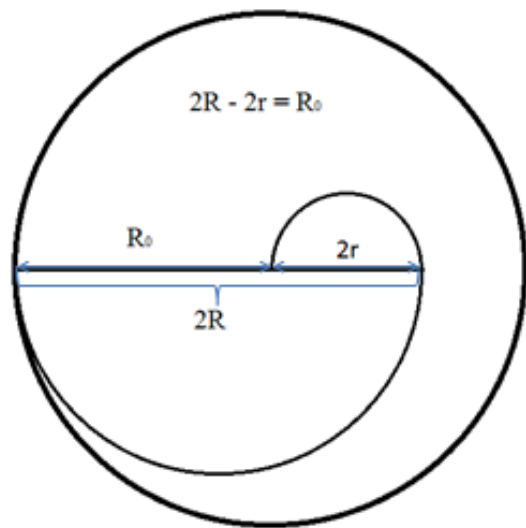


Типы согласующих устройств

1) Четвертьволновой трансформатор.

Четвертьволновый трансформатор представляет собой короткий импульсный соленоид. Конверсионная мишень располагается в начале этого соленоида, а его длина и магнитное поле подбираются таким образом, чтобы поперечный импульс позитронов компенсировался ударом, который частицы получают на выходе соленоида.

Четвертьволновый трансформатор хорошо фокусирует позитроны



$$\frac{2\pi}{T_t} = \frac{eB_T}{\gamma mc} \Rightarrow \frac{T_t}{2} = \frac{\pi \gamma mc}{eB_T}$$

$$L = c \beta_z \frac{\pi \gamma mc}{eB_T} \quad \beta_z \approx 1$$

$$L \approx \frac{\pi \gamma mc^2}{eB_T} \quad r = \frac{p_{\perp} c}{eB_T} \quad R = \frac{p_{\perp} c}{eB_S}$$

$$R_0 = \frac{2p_{\perp} c}{e} \left(\frac{1}{B_S} - \frac{1}{B_T} \right)$$

2) Концентратор потока.

В согласующем устройстве на основе концентратора магнитного потока используется фокусировка частиц в спадающем магнитном поле. Позитронный пучок в этом устройстве расширяется в магнитном поле, спадающем от максимального значения вблизи конверсионной мишени до минимального в ускоряющей структуре. Преимущество данного устройства заключается в меньшей зависимости его фокусирующих свойств от энергии позитронов.

В концентраторе потока магнитное поле подчиняется следующей зависимости:

$$B \cdot r^2 = const$$

Это справедливо, если:

$$\left| \frac{dB_z}{dz} \frac{1}{B_z} \right| \ll \frac{eB_z}{2p_{\perp}c}$$

Такое согласующее устройство лучше согласует в более широком диапазоне импульсов позитронов

Величина:

$$\left| \frac{dB_z}{dz} \frac{1}{B_z} \right|$$

принимает минимальное значение
при:

$$B_z = \frac{B_c}{1 + gz}$$

где

$$g = \frac{1}{L} \left(\frac{r_{структ}^2}{r_{мишени}^2} - 1 \right)$$

Максимальный продольный импульс:

$$p_c = \frac{eB_c}{2gc}$$

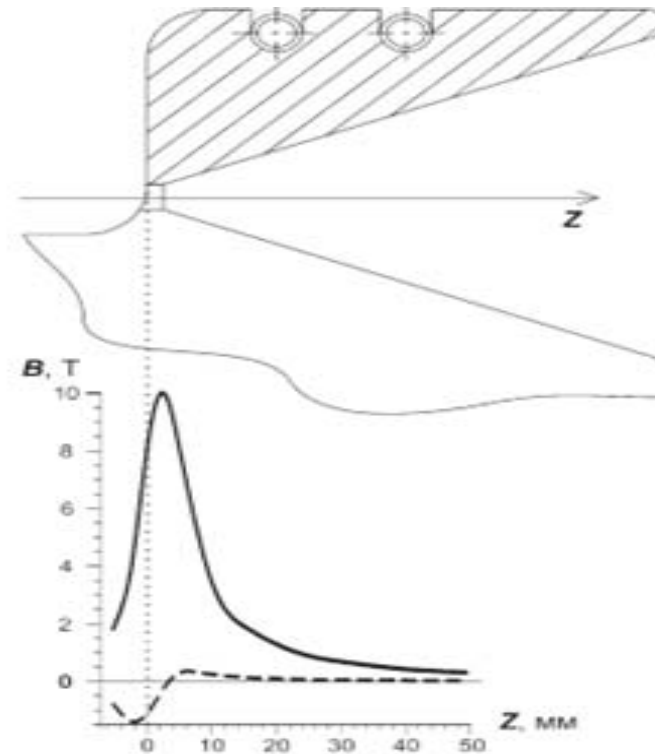


Рис. FCField. Результаты измерения магнитного поля концентратора. Сплошная линия — продольное поле, пунктирная — поперечное.

Релятивистская разностная схема

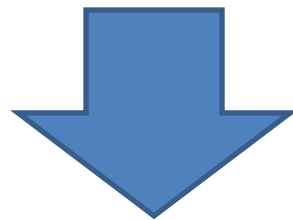
1. Базовая система единиц: CGSE.

В начальный момент времени $t=0$ задаются декартовы координаты x, y, z и импульсы P_x, P_y, P_z частиц

2. Преобразование величин полей из СИ в CGSE:

$$\left. \begin{aligned} E_{CGSE} &= \frac{E_{СИ}}{30000} \\ H_{CGSE} &= H_{СИ} \cdot 1.2566 \cdot 10^{-2} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{Движение идет во внешних полях:} \\ E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z \end{array}$$

3. Внутренняя система единиц разностной схемы:



Δt – минимальный временной шаг разностной схемы

$$x(\text{см}) \rightarrow \frac{x(\text{см})}{c\Delta t}; x_{\text{внутр}} = \frac{x(\text{см})}{c\Delta t} = x(\text{см}) \cdot fl; \text{ где } fl = \frac{33.35640952}{\text{step}(\text{нс})}$$

$$p_x \rightarrow \frac{p_x}{m_0 c}; p_{x \text{ внутр}} = \gamma \beta_x;$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_x^2 - \beta_y^2 - \beta_z^2}}; \gamma = \sqrt{1 + p_{x \text{ внутр}}^2 + p_{y \text{ внутр}}^2 + p_{z \text{ внутр}}^2}$$

$$E_{\text{внутр}} \rightarrow \frac{E_{CGSE} e}{m_0 c} \Delta t;$$

$$H_{\text{внутр}} \rightarrow \frac{H_{CGSE} e}{m_0 c} \Delta t;$$

$$\frac{e\Delta t}{m_e c} = 1.758820175 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta t(\text{нс}) \text{ (электроны)}$$

$$\frac{e\Delta t}{m_p c} = 9.578834102 \cdot 10^{-9} \cdot \Delta t(\text{нс}) \text{ (протоны)}$$

4. Алгоритм работы разностной схемы: один цикл соответствует временному интервалу длительностью $2\Delta t$

Внутреннее устройство одного цикла:

1) Расчет электрических полей E_x, E_y, E_z в точках, где находятся частицы; заполняются массивы E_{xj}, E_{yj}, E_{zj} , j – номер частицы.

2) Осуществляется приращение импульса:
$$\begin{cases} p_{xj} = p_{xj} + 2.0 \cdot E_{xj} \\ p_{yj} = p_{yj} + 2.0 \cdot E_{yj} \\ p_{zj} = p_{zj} + 2.0 \cdot E_{zj} \end{cases}$$

3) Вычисляется γ по формуле:

$$\gamma = \sqrt{1 + p_{xj}^2 + p_{yj}^2 + p_{zj}^2}$$

4) Вычисляются новые скорости по новым импульсам

5) По новым скоростям вычисляются новые координаты

Здесь приращение координат за промежуток времени:

$$\Delta t \begin{cases} x_j = x_j + v_x \\ y_j = y_j + v_y \\ z_j = z_j + v_z \end{cases}$$

6) По новым координатам частиц ведется расчет магнитных полей H_{xj} , H_{yj} , H_{zj} , в местах расположения частиц, j – номер частицы.

7) По новым импульсам вычисляются новые значения γ . Вычисляются значения скоростей (после поворота в магнитном поле)

Скорости до поворота в магнитном поле:

$$v_x = \frac{P_{xj}}{\gamma} \quad v_y = \frac{P_{yj}}{\gamma} \quad v_z = \frac{P_{zj}}{\gamma}$$

Расчет магнитных полей:

$$H_{x'} = \frac{H_{xj}}{\gamma} \quad H_{y'} = \frac{H_{yj}}{\gamma} \quad H_{z'} = \frac{H_{zj}}{\gamma}$$

$$b_2 = 1.0 + H_{x'^2} + H_{y'^2} + H_{z'^2}$$

$$b_1 = 2.0 - b_2$$

$$b_3 = 2.0(v_x \cdot H_{x'} + v_y \cdot H_{y'} + v_z \cdot H_{z'})$$

$$f_x = 2.0(v_y \cdot H'_z - v_z \cdot H'_y)$$

$$f_y = 2.0(v_z \cdot H'_x - v_x \cdot H'_z)$$

$$f_z = 2.0(v_x \cdot H'_y - v_y \cdot H'_x)$$

Новые значения скоростей после поворота в магнитном поле:

$$v_x = \frac{v_x \cdot b_1 + f_x + H'_x \cdot b_3}{b_2}$$

$$v_y = \frac{v_y \cdot b_1 + f_y + H'_y \cdot b_3}{b_2}$$

$$v_z = \frac{v_z \cdot b_1 + f_z + H'_z \cdot b_3}{b_2}$$

8) По скоростям рассчитывается второе за цикл половинное приращение координат:

$$x_j = x_j + v_x$$

$$y_j = y_j + v_y$$

$$z_j = z_j + v_z$$

9) По новым скоростям рассчитываются новые значения импульсов:

$$p_{xj} = v_x \cdot \gamma$$

$$p_{yj} = v_y \cdot \gamma$$

$$p_{zj} = v_z \cdot \gamma$$

Далее цикл повторяется.

Билеты к экзамену

- Билет № 1.
- Эволюция функции распределения электронов по энергии при ускорении пучка.
- Акцептанс соленоида и согласующее устройство.
- Билет № 2.
- Быстрое и адиабатическое ускорение.
- Энергетическое и угловое распределение позитронов на выходе мишени.
- Билет № 3.
- Определение электронной температуры и процессы температурной релаксации в электронном пучке после ускорения.
- Выбор материала для конверсионной мишени источника позитронов.
- Билет № 4.
- Закон Ричардсона-Дэшмана Термоэлектронная эмиссия с поверхности металлов.
- Четвертьволновое согласующее устройство. Концентратор потока.
- Билет № 5.
- Эмиссия с активированной поверхности. Эмиссия с поверхности полупроводника (ВаО).
- Источники позитронов для ускорителей на встречных пучках.
- Билет № 6.
- Фотоэлектронная эмиссия. Три стадии фотоэмиссии.
- Металлические фотокатоды. Полупроводниковые фотокатоды.
- Билет №7.
- Процесс эмиссии электронов и формирование пучка.
- Фотокатоды с отрицательным электронным средством.