

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ».

Физический факультет

Кафедра общей физики

Подаров Роман Алексеевич

КУРСОВАЯ РАБОТА

**Исследование работы триодной электронной пушки с применением
люминофора**

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа №20301

Научный руководитель:

д.ф.-м.н. В.И. Боровков

Оценка научного руководителя

«_____» _____ 20__ г.

Преподаватель практикума

к.т.н. В.Т. Астрелин

Оценка преподавателя практикума

«_____» _____ 20__ г.

Куратор практикума:

к.т.н. В.Т. Астрелин

Итоговая оценка

«_____» _____ 20__ г.

Новосибирск 2021

Аннотация

Целью работы являлось определение связи между временем пролета электронов от катода до мишени в электронной пушке рентгеновского флуориметра с наносекундным временным разрешением. Для этой цели использовалась установка с генератором коротких импульсов на лавинных транзисторах, люминофор, включающий полимер поли[9,9-ди-(2'-этилгексил)-флуорен-2,7-ил-этинилен], и систему детектирования флуоресценции на базе модуля PMA-192 и TimeHarp260 (PicoQuant, ФРГ). Инжектор электронов выполнен по схеме пушки Пирса. Диапазон исследованных энергий электронов - 15-36 кэВ. При регистрации кинетики радиационно-индуцированной флуоресценции применен метод «стартового» и «стопового» импульсов. Время попадания сгустка электронов на мишень определялась по максимуму интенсивности свечения люминофора. Зависимость временного сдвига максимума интенсивности флуоресценции от напряжения на катоде электронной пушки хорошо согласуется с теоретической зависимостью $\Delta t \propto U^{-1/2}$. Оценены погрешности теоретической модели, связанные с наличием разгонного участка в зазоре сетка-анод и релятивистскими эффектами.

Ключевые слова: оптимальная пушка Пирса, наносекундное временное разрешение, статистика фотоотсчетов, люминофор.

Оглавление

Оглавление	3
1. Введение	4
2. Теоретическая часть	5
2.1 Движение электрона в пушке Пирса	5
2.2 Идея пушки Пирса.....	6
2.3 Режим закона «трех вторых».....	8
3. Описание эксперимента	10
3.1 Генератор коротких импульсов	10
3.2 Регистратор фотонов	11
3.3 Образец люминофора полимера РЕНРЕУ и обоснование выбора	12
3.4 Сбор данных	12
4. Результаты и обсуждение	13
4.1 Учет факторов задержки	14
4.2 Измерения временных задержек.....	15
4.3 Калибровка последней точки	15
4.4 Аппроксимация пиков кинетики.....	16
4.5 О применимости формул релятивизма	17
4.6 Погрешности.....	17
5. Выводы.....	18
6. Список литературы.....	18

1. Введение

Электронная пушка - устройство, предназначенное для получения свободных электронов, их ускорения, формирования их в пучок и транспортировки пучка к объекту обработки. Одной из главных задач электронной пушки является формирование электронного пучка с определенной интенсивностью, заданной конфигурации, с управляемым лучом, параметры достигаются заданием управляющего напряжения, т.е. регулировкой скорости движения электронов.

Широкой областью применения обладают пушки с пирсовской оптикой, которые позволяют осуществлять компрессию пучка с помощью электрического поля. В работе инжектор электронов был выполнен по схеме пушки Пирса, с присоединенным пролетным участком, чтобы мишень была ближе к облучаемому образцу. Внешнее поле, которое формирует устойчивый пучок, создано двумя электродами - фокусирующим, совпадающим по форме с нулевой эквипотенциальной поверхностью, и анодным, совпадающим по форме с эквипотенциальной поверхностью, имеющей потенциал ускоряющего электрода (анода). У фокусирующего электрода можно подобрать размеры и угол раскрытия так, чтобы добиться движения электронов в оптимальной пушке Пирса (далее – пушка Пирса) приблизительно так же, как в сферической системе электродов (силовые линии и траектории с нулевыми начальными скоростями совпадают).

Указанные выше предположения о задании конфигурации пучка в той или иной степени на практике реализуются в пушке Пирса.

Исследование проводилось с помощью инжектора электронов выполненного по схеме пушки Пирса, генератора коротких импульсов на лавинных транзисторах, регистратора фотонов PicoQuant, ФЭУ и образца

люминофора. При исследовании использовался метод «стартового» и «стопового» импульсов.

Важной частью работы является выявление всех источников задержки передачи сигнала (длинные кабели, сдвиг накопления счетов фотонов, задержка внутри модуля регистрации фотонов и т.д.) для точного сравнения теоретических и экспериментальных данных, поскольку использованное измерительное оборудование имеет высокую точность ~ 1 нс.

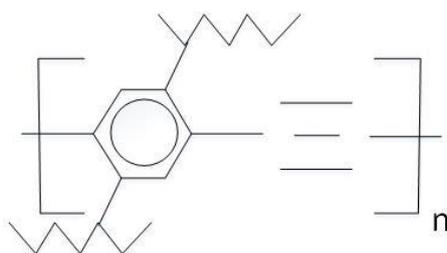


Рис. 1. Структурная формула люминофора полимера РЕНРЕУ (поли[9,9-ди-(2'-этилгексил)-флуорен-2,7-ил-этинилен])

Была поставлена следующая задача для исследования: определить связь между временем пролета электронов с заданной энергией электронов в диапазоне 15-50 кэВ в электронной пушке рентгеновского флуориметра с наносекундным временным разрешением в ИХКГ СО РАН.

2. Теоретическая часть

2.1 Движение электрона в пушке Пирса

Скорость электрона можно найти из закона сохранения энергии: $eU_{inj} = E_k$.

В нерелятивистском случае кинетическая энергия вычисляется по формуле:

$E_k = \frac{mv^2}{2}$. Следовательно скорость:

$$v = \sqrt{\frac{2eU_{inj}}{m}} \quad (1).$$

В релятивистском случае кинетическая энергия есть разность полной энергии

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{v_i^2}{c^2}}} \text{ и энергии покоя электрона } E_0 = mc^2, \text{ т.е. } eU_{inj} = mc^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v_i^2}{c^2}}} - 1 \right)$$

Следовательно скорость:

$$v = c \sqrt{1 - \left(1 + \frac{eU_{inj}}{mc^2}\right)^{-2}} \quad (2).$$

Чтобы найти зависимость времени пролета пушки Пирса электроном от скоростей электронов, нужно расстояние пролетного участка транспортного канала λ разделить на полученные скорости v_i :

$$t = \frac{\lambda}{v_i} = \frac{\lambda}{c \sqrt{1 - \left(1 + \frac{eU_{inj}}{mc^2}\right)^{-2}}} \quad (3),$$

а для нерелятивистского случая соответственно:

$$t = \frac{\lambda}{v_i} = \frac{\lambda \sqrt{m}}{\sqrt{2eU_{inj}}} \quad (4).$$

В дальнейшем для подбора теоретической функции необходимо будет учесть влияние систематической задержки, вносимой следующими факторами: задержка от скорости распространения сигнала в медном кабеле, задержка внутри модуля регистрации фотонов, программный сдвиг накопления счетов.

Также необходимо отдельно рассмотреть разгонный участок пушки Пирса и учесть его влияние.

2.2 Идея пушки Пирса

Рассмотрим задачу, в которой имеется плоский катод конечных размеров и требуется получить поток пространственного заряда между этим катодом и анодом, помещенным на расстоянии d от катода и имеющим потенциал U . Эта задача эквивалентна нахождению потока пространственного заряда между

двумя бесконечными поверхностями, но необходимо обрезать поперечные размеры потока до таких, которые определяют исходный пучок. Переформулируя условия: нужно убрать часть потока и оставить только пучок.

Просто так вырезать часть потока между бесконечными плоскостями нельзя. Форма обрезанного потока пространственного заряда (наш первоначальный пучок) изменится, т.к. отсутствует пространственный заряд вне пучка. Пучок расширится, т.е. надо наложить условия на обрезку всего потока (компенсация обрезанного заряда), чтобы поддерживать его прямолинейным.

Эта задача была решена Пирсом. Он предложил компенсировать отброшенный пространственный заряд электрическим полем от определенных геометрически электродов. Для формирования аксиально-симметричного пучка катод такой пушки должен иметь форму круга, а фокусирующий электрод выполнен в виде воронкообразного тела вращения, которое вблизи катода имеет угол наклона к границе потока, равный 67.5° . [1] Анод тогда имеет несколько выпуклую форму и ортогонален границе потока.

Более того, этот подход позволяет получить пучок любой формы.

Из решения задачи были найдены два следующих условия:

- 1) равенство распределения потенциалов внутри пучка до и после выреза
- 2) сумма проекций сил по нормальям к прямолинейным траекториям потока ноль.

Тем самым установлены граничные условия для решения уравнения Лапласа в области пространства за пределами пучка. Электроды пушки Пирса - есть решение задачи.

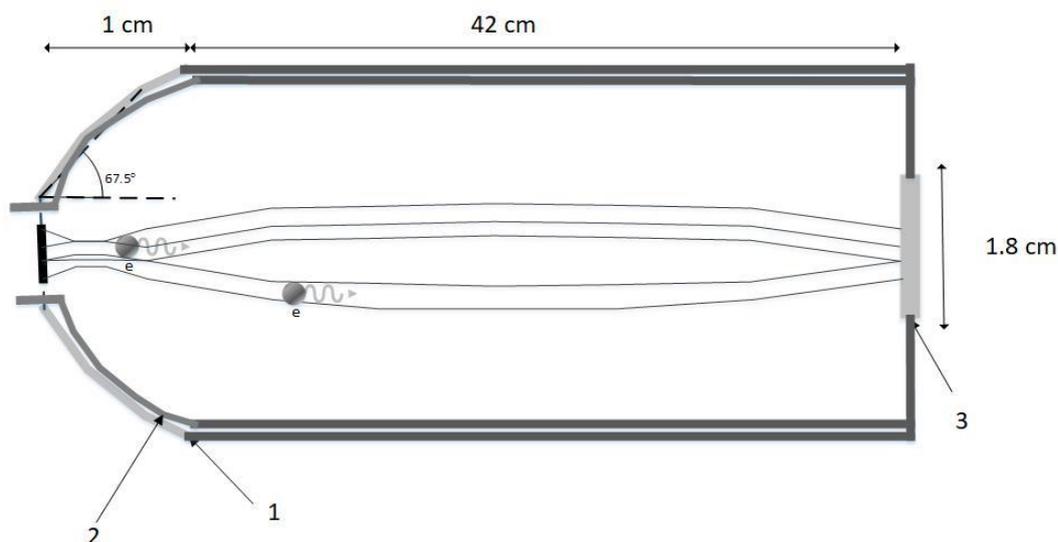


Рис. 2. Упрощенная схема пушки Пирса, 1 – фокусирующий электрод, 2 – катод, 3 – мишень.

2.3 Режим закона «трех вторых»

Для оценки вклада ускоряющего промежутка достаточно показать малость времени его пролета по формулам пункта 2.3.

При условиях задачи из пункта 2.2.

Получим распределение потенциала в потоке уравнением Пуассона. Положим, что бесконечные плоскости перпендикулярны одной оси z , тогда задача становится одномерной и имеем:

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = -\frac{4\pi J}{v(z)} \text{ (СГСЭ)}, \text{ где } J = \text{const}, v(z) \text{ — абсолютная величина.}$$

Уравнение можно решить, используя связь $v(z)$ с потенциалом: $\frac{vd^2v^2}{dz^2} = \frac{8\pi J e}{m}$.

Проинтегрируем 2 раза, учитывая, что первая производная потенциала по z равна нулю вблизи поверхности и $\varphi(0) = \varphi_0$, т. е. электроны имеют нулевые начальные скорости у поверхности $v(0) = 0$:

$$v^2(z) = \left(\frac{36\pi J e}{2m}\right)^{\frac{2}{3}} z^{\frac{4}{3}} \text{ (5).}$$

По условия: пусть вторая плоскость находится на расстоянии d от катода и ее потенциал равен U . Получим распределение потенциала:

$$\varphi(z) - \varphi_0 = (U - \varphi_0) \left(\frac{z}{d}\right)^{\frac{4}{3}} \quad (6)$$

Из (5) и (6):

$$|J| = \frac{\left(\frac{2|e|}{m}\right)^{\frac{1}{2}}}{9\pi d^2} (U - \varphi_0)^{\frac{3}{2}}$$

Это уравнение является законом «трех вторых». Из него определяется максимальная плотность тока пространственного заряда. Зависимость «трех вторых» справедлива для всех потоков, при условии, что градиент потенциала ноль вблизи катода. Коэффициент пропорциональный максимальному первеансу зависит от геометрии и будет разным; видно, что пушка Пирса построена на основе этого закона.

В дальнейшем при оценке разгонного участка законом «трех вторых» понадобится следующая формула, полученная из (6):

$$t_{ac3/2_i} = \frac{z^{\frac{1}{3}} d^{\frac{2}{3}} \sqrt{m}}{\sqrt{2U_i|e|}} \quad (\text{СГСЭ}) \quad (7),$$

где z – длина разгонного участка.

3. Описание эксперимента

Ниже представлена общая схема экспериментальной установки.

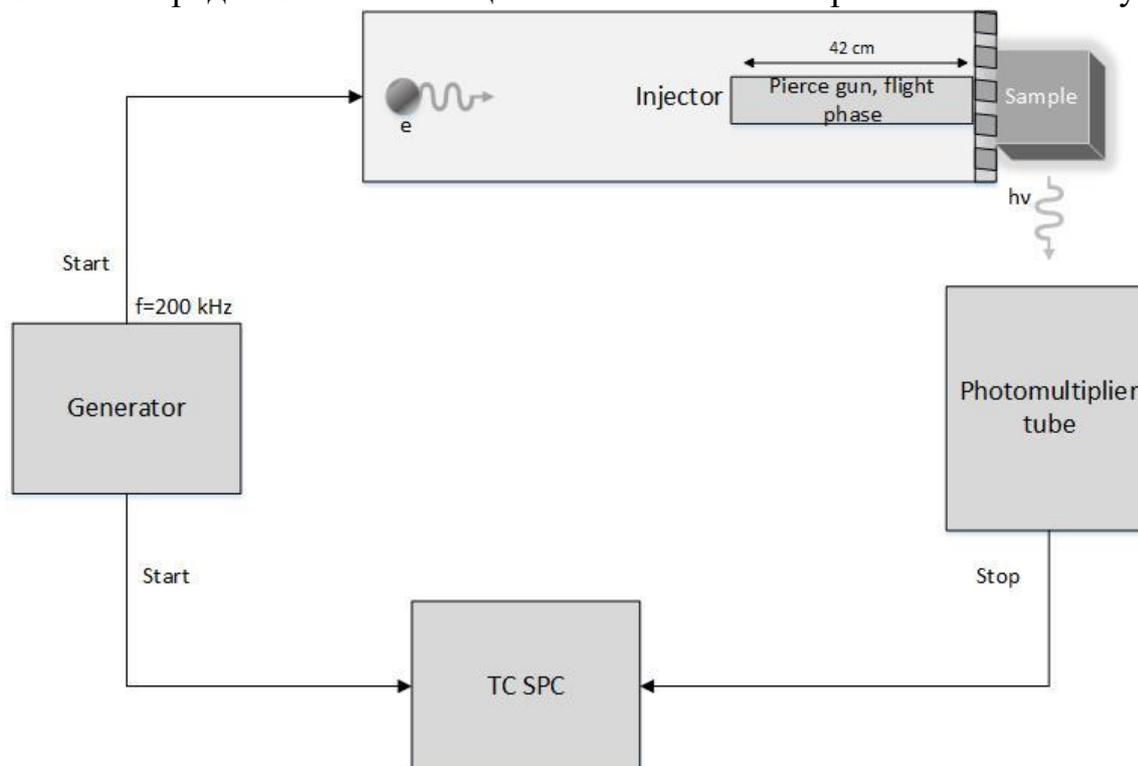


Рис. 3. Схема установки.

3.1 Генератор коротких импульсов

В целом ряде физических задач, связанных с питанием лазерных и светоизлучающих диодов, создание намагничивающих импульсов, испытание полупроводниковых приборов и др. необходимы наносекундные импульсы достаточной мощности.

Одним из простых способов повышения выходной мощности наносекундных генераторов является включение на их выходе мощных СВЧ-транзисторов с $f \gtrsim 1 \text{ ГГц}$, в ключевом режиме способных создавать импульсы с временем нарастания порядка единиц наносекунд. Оптимальным источником запускающих импульсов для мощного СВЧ-транзистора является маломощный лавинный транзистор.

Также для формирования высоковольтных импульсов субнаносекундного диапазона длительностей целесообразно использовать диоды с задержкой лавинного пробоя t_D . В таких диодах переход из закрытого состояния в открытое происходит с данной задержкой, в течение которой диод закрыт, несмотря на то, что импульсное напряжение на нем превышает статическое напряжение пробоя. Полупроводниковые диоды с задержкой лавинного пробоя позволяют коммутировать заданное напряжение за $t < 0.1$ нс. [2]

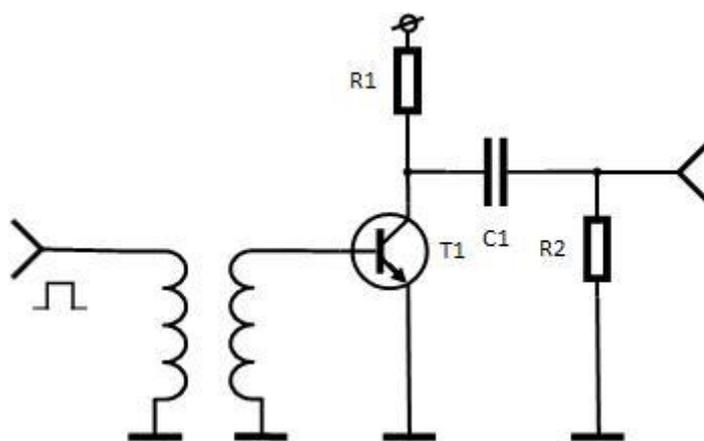


Рис. 4. Схема генератора импульсов в установке

3.2 Регистратор фотонов

Регистрация проводилась по свету, регистрируемому счетом фотонов.

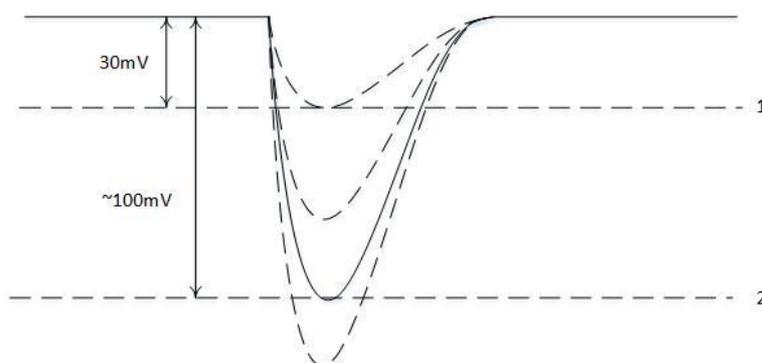


Рис. 5. Импульс из ФЭУ, 1 – пороговое значение снизу, 2 – пороговое значение сверху

Важной частью эксперимента была установка минимального порогового напряжения для счета импульсов из ФЭУ. При выставленном значении в $U = 30$ мВ принималось много света, но считывающее устройство еще гарантировало точность приема сигнала «стоповых» импульсов в 1.1-1.4 нс, оптимальным пороговым значением экспериментально было выбрано $U = 120$ мВ, при данном значении она достигала значения 0.9-1 нс.

3.3 Образец люминофора полимера РЕНРЕУ и обоснование выбора

Проверка образца кварца показала малую светимость при проведении эксперимента. Поэтому был выбран образец люминофора. Он был изготовлен 05.10.21. Изменение его физических свойств в силу деградации полимеров за этот период времени не внесло большую ошибку в оценку задержки, чем ~ 1 пс.

3.4 Сбор данных

Экспериментальные точки были выбраны при инжекторном напряжении 15 кВ, 20 кВ, 36 кВ. Для калибровки значения последней точки проведено дополнительное измерение при низком пороге приема импульсов из ФЭУ $U = 30$ мВ.

При каждом измерении счет сигналов происходил в течение 10 минут, изменение порога приема сигналов в некоторых случаях происходило во время записи, если точность падала ниже 1.4 нс.

Регистрирующая часть состояла из платы TimeNarp260, измеряющей временной интервал между «стартом» и «стопом». Старт приходит от задающего генератора, считается задающим 0 времени отсчета.

4. Результаты и обсуждение

Построю в loglog шкале экспериментальную зависимость $t(U_i)$. Согласно формуле (4) теоретическая зависимость имеет для некоторых констант τ и A вид:

$$t(U_i) = \tau + \frac{A}{\sqrt{U_i}} \quad (8).$$

Ниже показано, что удалось подобрать константы ($\tau \approx 50$, $A \approx 25$).

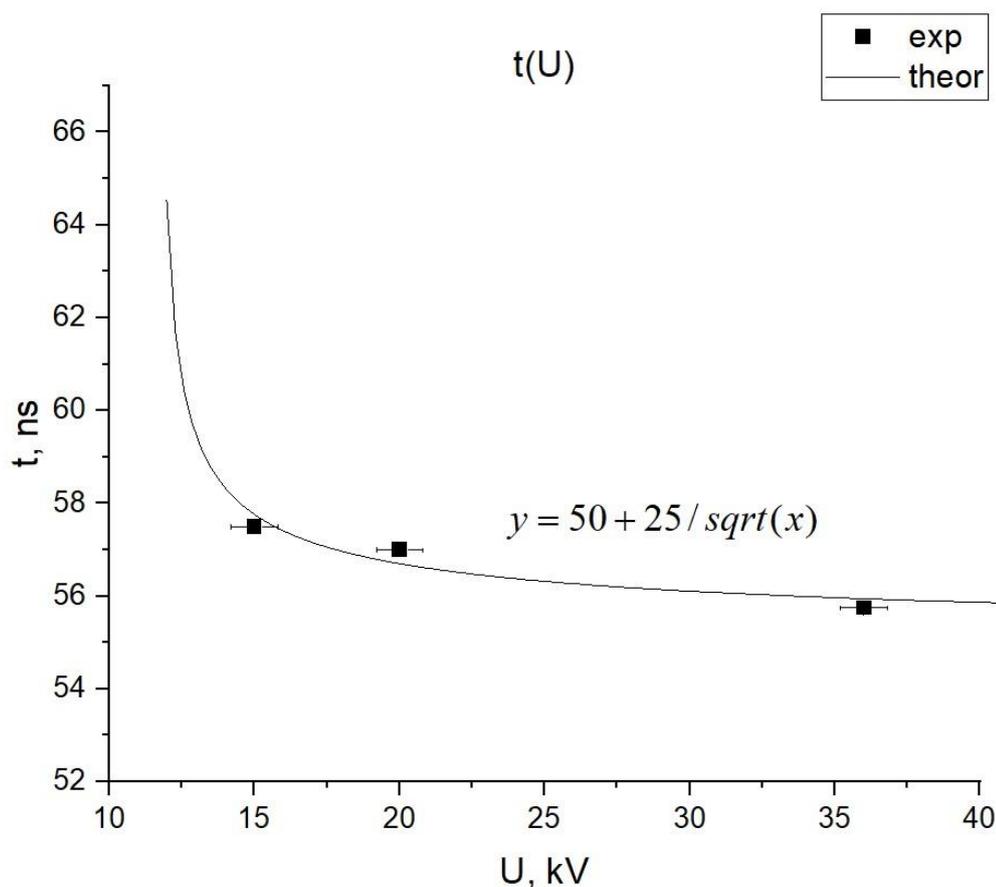


Рис. 6. Экспериментальные данные и теоретическая зависимость.

loglog шкала была выбрана, чтобы получить именно угол наклона соответствующий показателю степени при напряжении U_i . Что дает некоторую свободу в выборе констант уравнения (8), ограничившись оценкой τ .

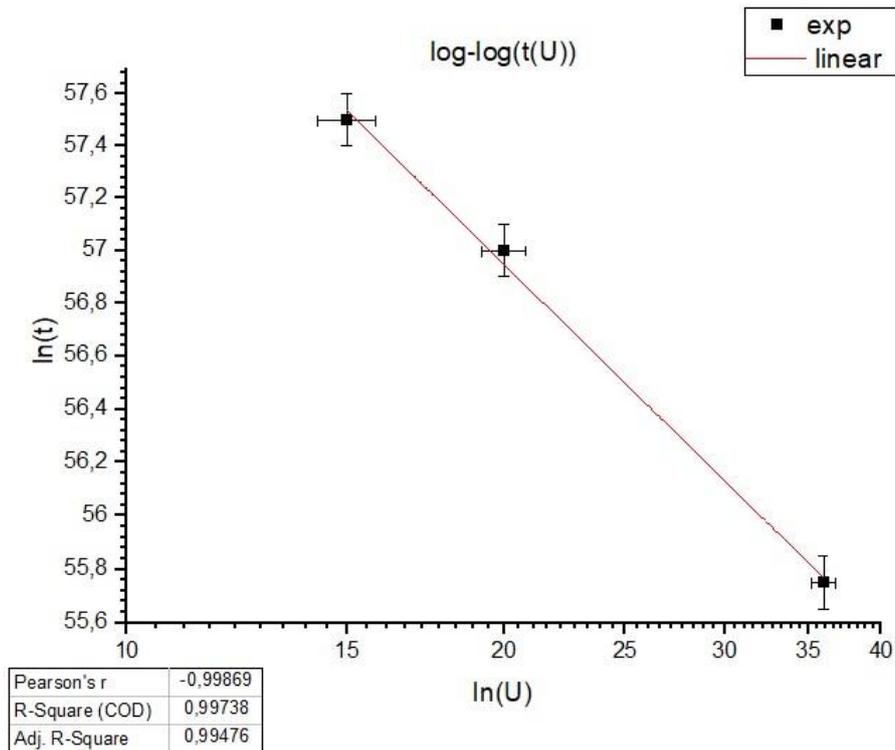


Рис. 7. Графики зависимости $t(U_i)$, последняя точка откалибрована.

Полученный угол зависимости экспериментальных данных в линейных анаморфозах дает теоретические $n \sim -\frac{1}{2}$ ($y = x^n \rightarrow \ln(y) = n \ln(x)$).

4.1 Учет факторов задержки

Пусть параметр τ - оценочное время задержки приема «стоп»-сигнала.

Итого постоянная часть параметра τ : $\tau_0 = t_{ac} + t_{dr} + t_{dp} + t_l$, где t_{ac} – время движения в разгонном участке, t_{dr} – время задержки внутри модуля регистрации фотонов, t_{dp} – время задержки регистрации счетов, t_l – время задержки передачи сигнала в кабеле.

А) Оценка разгонного участка происходила в случае пункта 2.3, т.е. режима закона «трех вторых».

В режиме «трех вторых» согласно формуле (9) диапазон разгонного участка для разных напряжений был в границах $0.06 \text{ нс} \leq t_{ac} \leq 0.09 \text{ нс}$. Что на порядок меньше погрешности измерительных приборов.

Б) Согласно паспорту модуля регистрации фотонов время задержки $t_{dr} \sim 2$ нс.

В) t_{dp} устанавливается самостоятельно при проведении эксперимента, его можно сделать достаточно большим (относительно остальной суммы задержек) или сравнимым, малым. Установленная задержка $t_{dp} \sim 1$ нс.

Г) Длина кабеля 10 метров; скорость распространения электромагнитной волны в кабеле составляет от 68 до 72% скорости света (на метр соответственно 4.9 нс/м и 4.6 нс/м). Следовательно задержка составляет $t_l \approx 47$ нс.

4.2 Измерения временных задержек

В исследованиях затухания люминесценции вещества после её возбуждения коротким световым импульсом применяется методом «стартового» и «стопового» импульсов. Излучение люминесценции вещества направляется на счётчик фотонов, и затем регистрируется распределение интервалов времени между моментом возбуждения люминесценции («стартовый» импульс, $t = 0$) и моментом первого отсчёта («стоповый» импульс). [3]

Из снятых распределений интервалов находилось значение «стопа» максимума. В случае быстрого люминофора, этот максимум можно считать совпадающим с максимумом тока электронного сгустка. Что позволило проверить с хорошей точностью (дискретизация записи времен 0.1 нс) теоретическую зависимость $t(U_i)$.

4.3 Калибровка последней точки

При $U_{inj} = 36$ кВ было проведено 2 измерения с порогами приема импульсов: 30 мВ и 120 мВ. Максимумы соответственно были в точках 55.7 нс и 55.8 нс. Значение на графике зависимости $t(U_i)$ было выбрано средним.

4.4 Аппроксимация пиков кинетики

Для аппроксимации были выбраны участки 20-30% от максимума (число точек превышало 6 во всех случаях). Следует искать функцию аппроксимации в виде одного из распределений Гаусса ($y = y_0 + Ae^{-\frac{(x-x_c)^2}{2w^2}}$). Также удачно можно использовать полином второго порядка.

Поскольку указанные функции хорошо аппроксимируются гауссом и имеют определяемую ось симметрии, то не следует искать возникновения дополнительной задержки в свойствах материала.

При инжекторном напряжении в 15 кВ (наименьшее) на одном относительно максимума участке пика наблюдается более быстрое уширение области ветвей функции. Что тоже соответствует теоретическому предположению.

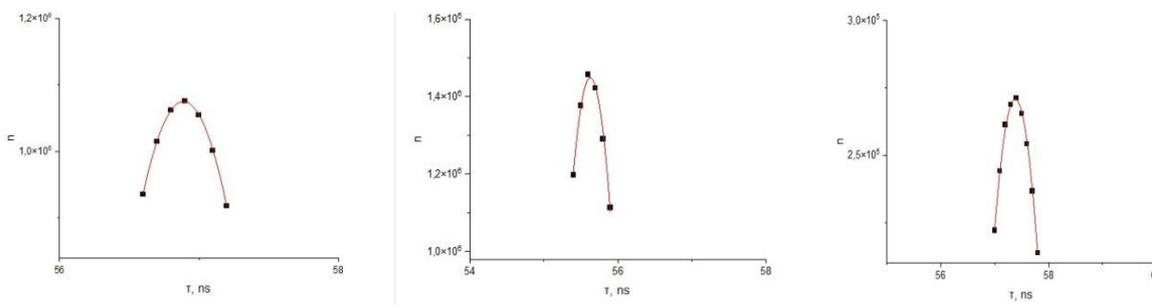


Рис. 7. Графики зависимостей (полином) пиков кинетики при U_{inj} 15, 20, 36 кВ.

Также:

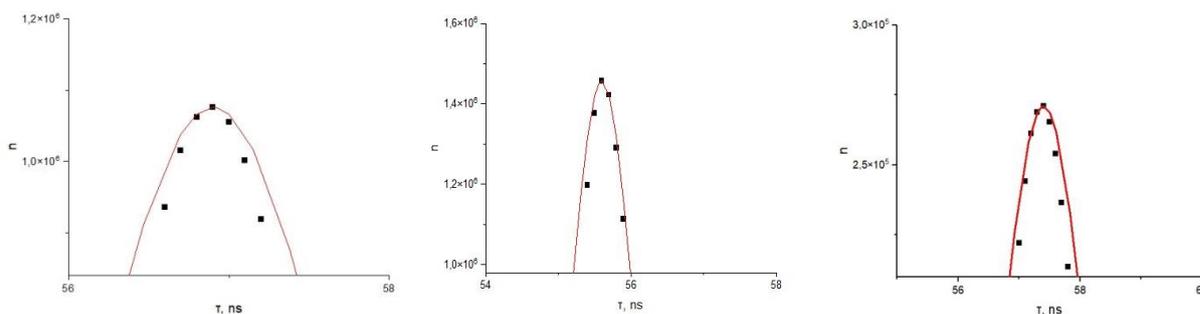


Рис. 8. Графики зависимостей (гаусс) пиков кинетики при U_{inj} 15, 20, 36 кВ.

4.5 О применимости формул релятивизма

Сравнивая релятивистские формулы и их классические аналоги для такой инвариантной величины, как кинетическая энергия, можно заметить, что при скоростях электронов, получаемых в эксперименте ($\sim 0.33c$), различие получается около 10%.

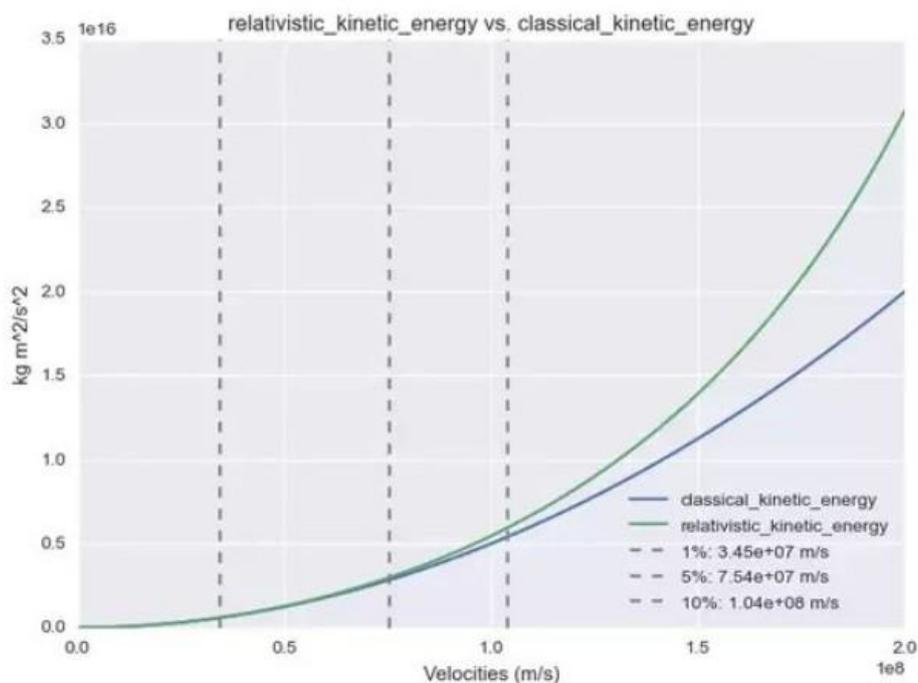


Рис. 9. Сравнение величин кинетических энергий при пересчете формул (для упрощения взято тело массой 1 кг).

4.6 Погрешности

Погрешность рассчитывалась исходя из того, что временное разрешение используемого оборудования – 1 нс; дискретизация собранных данных – 0.1 нс.

Точность выставления инжекторного напряжения $\sim 2\%$.

5. Выводы

Определена связь между временем пролета электронов с заданной энергией электронов в электронной пушке рентгеновского флуориметра. Подтверждена теоретическая зависимость $t(U_i) \sim \frac{A}{\sqrt{U_i}}$.

Выявлено, что определяющий вклад вносит время пролета основного участка инжектора электронов выполненного по схеме пушки Пирса.

Оценено влияние релятивизма; расхождение не более 10% от классической зависимости.

Анализ кинетики пика люминесценции также подтвердил теоретические предположения о гауссовом распределении при его аппроксимации.

6. Список литературы

1. J.R. Pierce, "Rectilinear electron flow in beams", Journal of Applied Physics, vol. 11, no. 8 pp. 548–554, 1940.
2. Мелешко Е. А. Наносекундная электроника в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1987. 216 с.
3. Статистика фотоотчетов. http://www.femto.com.ua/articles/part_2/3854.html