

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

**«Измерение энергии пучка электронов с помощью эффекта Вавилова-
Черенкова»**

Выполнил студент

413 группы:

Бобылев Дмитрий Алексеевич

подпись студента

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., профессор Шведунов Василий Иванович

подпись научного руководителя

Допущена к защите

Зав. кафедрой _____

подпись зав. кафедрой

Москва
2021

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	3
Глава 1. ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА – ЧЕРЕНКОВА	4
1.1 Основные соотношения	4
1.2 Основная идея работы	7
Глава 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА	9
2.1 Краткое описание установки	9
2.2 Оценка мощности ИВЧ в системе	10
2.3 Анализ работы фотодиода	13
Глава 3. РАБОЧИЙ ГАЗ	16
3.1 Выбор рабочего газа	16
3.2 Влияние ионизации на показатель преломления газа	21
3.3 Влияние температуры на показатель преломления	24
Глава 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ	26
4.1 Первая фаза работы – измерения, проводимые «вручную»	26
4.2 Автоматизация измерений	29
4.3 Результаты измерений после автоматизации	34
4.4 Погрешности измерений	36
ВЫВОДЫ	40
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	41
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	42

ВВЕДЕНИЕ

Применение ускоренных электронов для обработки продукции требует тщательного контроля энергии пучка: для многих процессов обработки недопустимо превышение энергии 10 МэВ, а для ускорителей с регулируемой энергией ее значение должно соответствовать оптимальной величине, определяемой поверхностной плотностью продукции. В соответствии с международными стандартами основным методом контроля энергии промышленных ускорителей с выведенным в атмосферу пучком электронов является измерение распределения поглощенной дозы по глубине с использованием радиохромной пленки, проложенной между алюминиевыми пластинами или помещаемой в поглощающий алюминиевый клин. Данный метод весьма трудоемок и его использование при настройке и калибровке ускорителя существенно замедляет процесс.

В настоящей работе описаны результаты разработки и испытаний прибора, позволяющего оперативно оценивать энергию пучка электронов путём измерения интенсивности излучения Вавилова — Черенкова при различных давлениях газа. Поскольку в основе применяемого в измерениях метода лежит фундаментальное физическое явление, имеющее пороговый характер, при правильном учете всех существующих факторов, сопровождающих процесс измерений, данный прибор не требует специальной калибровки с использованием других методов.

Глава 1. ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА – ЧЕРЕНКОВА

1.1 Основные соотношения

Излучение Вавилова – Черенкова (далее для краткости будет называть его ИВЧ) известно уже почти век, и за это время неплохо изучено [1-5].

В 1934г. П. А. Черенков обнаружил свечение, возникающее в веществах, при прохождении через них быстрых заряженных частиц, которое нельзя было объяснить известными в то время механизмами [1]. Объяснение этого явления было найдено в 1937 г. И. Е. Таммом и И. М. Франком [2], которые показали, что равномерно движущийся в среде заряд должен излучать свет, если его скорость V превышает фазовую скорость света в данной среде, т.е. если

$$V > \frac{c}{n} \quad (1)$$

Здесь c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды.

Причина этого (при классическом подходе) состоит в том, что заряженная частица, двигаясь в среде, вызывает вдоль своего пути поляризацию атомов среды, которые на короткое время превращаются в диполи. Колебание диполей, сопровождающее возвращение поляризованных атомов в исходное состояние, приводит к появлению электромагнитного излучения.

Если частица движется со скоростью V , меньшей скорости распространения света в среде c/n , то поляризация возникает и перед частицей и за ней. В целом поляризация сферически симметрична, и излучение всех диполей в сумме полностью скомпенсировано. Если же частица движется со скоростью, большей скорости распространения света в среде c/n , поляризация возникает позади частицы (эффект запаздывающей поляризации среды), в результате чего диполи ориентируются

преимущественно в сторону движения частицы. Т.к. при этом волны, испущенные в разных местах пути частицы, могут оказаться в одинаковой фазе, то может существовать такое направление, по которому возникнет когерентное излучение диполей. Поэтому в отдаленных точках будет существовать результирующее поле излучения, причем излучение будет наблюдаться лишь под определенным углом θ относительно траектории частицы.

Несложно показать, что излучение распространяется в форме конуса, угол раствора θ которого определяется соотношением

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2)$$

где $\beta = V/c$.

Для излучения Вавилова – Черенкова характерны следующие особенности:

- 1) ИВЧ имеет ярко выраженный пороговый характер, поскольку, как следует из (1), существует только при $1/n \leq \beta \leq 1$. Значит, если скорость заряженной частицы меньше скорости света в среде, ИВЧ от неё просто отсутствует.
- 2) Очевидно, что

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \geq \frac{1}{n} \quad (3)$$

Таким образом, угол θ , под которым наблюдается ИВЧ относительно траектории частицы, растёт с увеличением скорости частицы в диапазоне $0 \leq \theta \leq \arccos 1/n$ и этот угол не зависит от зарядов и масс частиц.

- 3) Для величины энергии излучения, т.е. для величины энергии, потерянной на ИВЧ частицей с зарядом ze и скоростью β на единице

пути в среде с показателем преломления n , известно следующее выражение:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{z^2 e^2}{c^2} \int_{\beta n > 1}^1 \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) \cdot \omega \cdot d\omega \quad (4)$$

где ω – циклическая частота излучения.

Зная dE/dx , можно найти число испущенных на единицу пути фотонов dN/dx (так как $dE = dN \cdot \hbar\omega$). В итоге получается, что число фотонов в интервале частот $(\omega, \omega + d\omega)$, испускаемых на единице пути в среде с показателем преломления n частицей с зарядом ze и скоростью βc под углом θ к траектории частицы, по теории Франка-Тамма, имеет вид:

$$\frac{d^2 N}{dx d\omega} = \frac{z^2 e^2}{\hbar c^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) = z^2 \frac{\alpha}{c} \sin^2 \theta \quad (5)$$

где $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ – постоянная тонкой структуры.

- 4) Из этого выражения следует, что число фотонов на единице пути dx и в единице частотного интервала $d\omega$ не зависит от их частоты ω , т.е. фотонный спектр ИВЧ равномерен по частотам. Так как энергия фотонов равна $\hbar\omega$, то основная энергия излучения сконцентрирована в наиболее коротковолновой части спектра, а спектральное распределение энергии излучения имеет вид $\frac{d^2 E}{dx d\omega} \sim \omega$. Это значит, что спектр ИВЧ непрерывный, нарастающий практически линейно до ω_{max} , где ω_{max} определяется соотношением

$$n(\omega_{max}) = \frac{c}{V} \quad (6)$$

Обычно $\hbar\omega_{max} \leq 10 - 30$ эВ (ближний ультрафиолет; при больших частотах излучение происходит лишь в отдельных узких интервалах энергий). При практическом использовании эффекта Черенкова необходимо проводить оценочные вычисления мощности ИВЧ. Как следует из формулы (5), в достаточно узком частотном интервале число фотонов ИВЧ, создаваемое частицей на единице пути равно

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dx} &= z^2 \frac{\alpha}{c} \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \sin^2 \theta \cdot d\omega = \frac{\alpha z^2}{c} \cdot \overline{\sin^2 \theta} \cdot (\omega_{max} - \omega_{min}) \\ &= 2\pi\alpha z^2 \cdot \overline{\sin^2 \theta} \cdot \left(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{max}} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

Отсюда следует, что интенсивность свечения прямо пропорциональна $\sin^2 \theta$, т.е. существенно зависит от величины угла θ . Обычно, число фотонов, излучаемых на 1 см пути, колеблется от нескольких единиц до нескольких сотен, в зависимости от среды.

1.2 Основная идея работы

В основе метода измерения энергии, используемого в данной работе, лежит пороговый характер ИВЧ. Принцип работы датчика энергии заключается в измерении зависимости интенсивности ИВЧ при различных значениях показателя преломления газа, через который проходит пучок электронов, с целью нахождения порога появления ИВЧ [6-9]. Изменение показателя преломления n газа достигается путем изменения давления p газа в камере, причем зависимость $n(p)$ с хорошей степенью точности можно считать линейной (подробнее об этом сказано в главе 3). Ожидаемая зависимость интенсивности ИВЧ от давления газа представлена на рисунке 1:

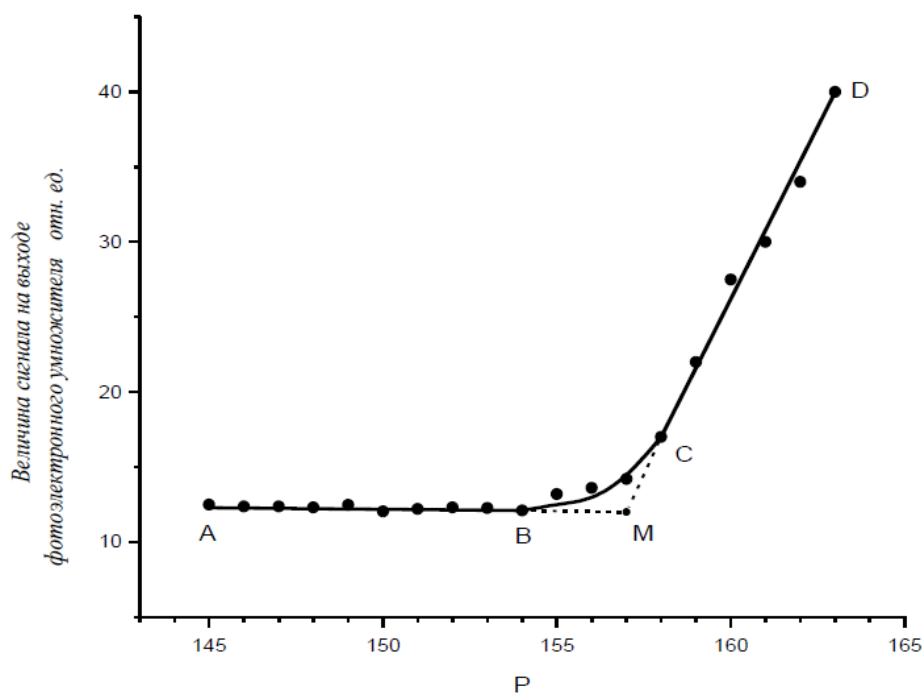


Рисунок 1. Типичная зависимость интенсивности ИВЧ от давления газа в системе [6].

Зависимость состоит из двух участков прямых АВ и CD, соединенных изгибом ВС. Горизонтальная прямая АВ соответствует малому давлению газа. ИВЧ на данном участке отсутствует, поскольку энергия электронов пучка меньше пороговой. На участке наклонной прямой CD наблюдается рост интенсивности ИВЧ – здесь энергии частиц пучка выше пороговой энергии. Можно показать, что зависимость интенсивности ИВЧ от давления на этом участке практически линейна. Изгиб ВС соответствует случаю, когда пороговая энергия близка к средней энергии электронов пучка и ИВЧ испускают лишь наиболее энергичные частицы пучка, энергия которых выше пороговой. Продолжая наклонную прямую CD до пересечения с горизонтальной АВ (пунктирные линии), можно найти давление в этой точке. По этому давлению рассчитывается показатель преломления, а так же пороговая энергия ИВЧ, которая приблизительно равна средней энергии пучка. Важно, что интенсивность других видов излучения, возникающих в подобной системе (например, переходного излучения) слабо зависит от давления и не влияет на результаты эксперимента [6].

Глава 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1 Краткое описание установки

Измерения в ходе данной работы проводились при помощи специально созданной установки, схема основной части которой — камеры, наполняемой газом, в котором пучок электронов и создаёт ИВЧ, показана на рисунке 2.

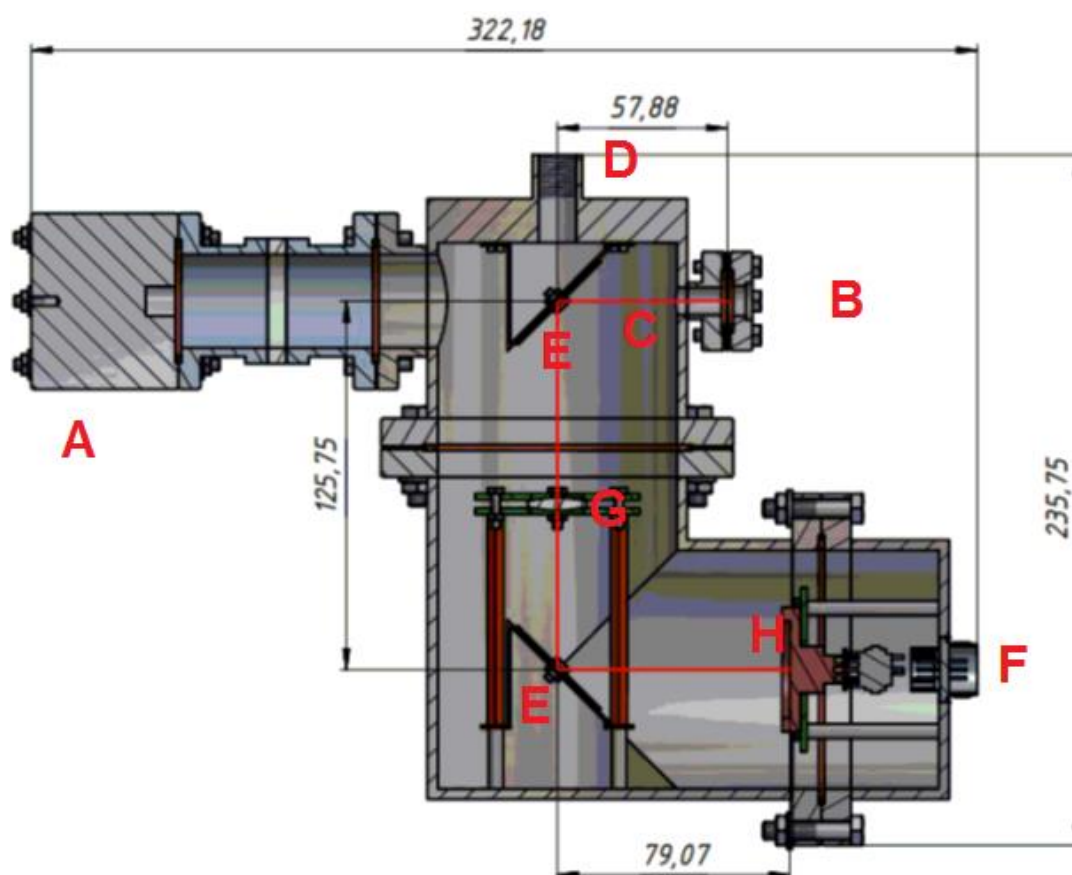


Рисунок 2. Схема экспериментальной камеры, в которой генерируется ИВЧ и измеряется его интенсивность.

В состав камеры входят цилиндр Фарадея А, входное окно В, трубки для подачи газа в камеру D, зеркала Е, линза G, светочувствительный элемент Н и его разъём F. Буквой С обозначен участок пути электронного пучка, на котором генерируется ИВЧ. Путь ИВЧ в камере обозначен красной линией.

В процессе работы пучок электронов попадает во входное окно. Проходя через газ, заполняющий камеру, электроны генерируют ИВЧ. ИВЧ отражается от верхнего зеркала, пучок электронов проходит далее и попадает в цилиндр Фарадея, где поглощается. После этого ИВЧ фокусируется собирающей линзой, отражается от нижнего зеркала и попадает на светочувствительный элемент, который преобразует его энергию в электрический импульс.

2.2 Оценка мощности ИВЧ в системе

Одной из наиболее важных оценок, сделанных в ходе данной работы, была оценка мощности ИВЧ, испускаемого пучком электронов, проходящем через рабочий газ. От порядка данной величины зависит, во-первых, возможны ли измерения таким способом в принципе, и, во-вторых, что нужно использовать в качестве светочувствительного элемента.

Выше в формуле (7) было приведено оценочное значение числа фотонов ИВЧ, излучаемых частицей на 1 см пути. Поскольку наиболее разумным представляется регистрировать видимую часть ИВЧ, оценим его мощность, выделяемую одной частицей на 1 см пути в диапазоне длин волн от 3500 Å до 7000 Å:

$$\frac{dN}{dx} = 2\pi\alpha z^2 \cdot \overline{\sin^2\theta} \cdot \left(\frac{1}{\lambda_{min}} - \frac{1}{\lambda_{max}} \right) = 655z^2 \cdot \overline{\sin^2\theta} \quad (8)$$

Оценим теперь мощность ИВЧ, создаваемого при прохождении пучка электронов ($z = 1$) от ускорителя через рабочую среду.

Вспомним, что $\cos\theta = \frac{1}{\beta n}$.

Как следует из (3), ИВЧ появляется при пороговом значении скорости $\beta_{kr} = \frac{1}{n}$.

Таким образом,

$$\cos \theta = \frac{\beta_{kr}}{\beta} \quad (9)$$

С другой стороны, как известно,

$$\beta^2 = 1 - \left(\frac{E_0}{E}\right)^2 \quad (10)$$

Здесь E_0 – энергия покоя электрона.

Соответственно,

$$\beta_{kr}^2 = 1 - \left(\frac{E_0}{E_{kr}}\right)^2 \quad (11)$$

Учитывая, что ИВЧ идет в узком угловом интервале, получим с учётом (9)

$$\overline{\sin^2 \theta} \cong 1 - \cos^2 \theta = 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} = 1 - \frac{\beta_{kr}^2}{\beta^2} \quad (12)$$

Подставляя в (8) выражения (10) и (11), нетрудно получить, что

$$\frac{dN}{dx} = 655 \cdot M \quad (13)$$

где

$$M \equiv \overline{\sin^2 \theta} = \frac{\Delta E}{E_{kr}} \cdot \frac{2 + \frac{\Delta E}{E_{kr}}}{\left(\frac{E}{E_0}\right)^2 - 1} \quad (14)$$

Здесь $\Delta E = E - E_{kr}$ – отклонение энергии электрона от критической.

Будем далее считать, что средняя энергия фотонов ИВЧ равна 2 эВ (длина волны 6280 Å). Формула (14) получена, очевидно, для одного электрона. Чтобы рассчитать полную мощность ИВЧ, возникающую при прохождении пучка электронов, нужно просто умножить данную оценку на число электронов в пучке.

Все эксперименты в ходе данной работы проводились на 10-МэВном ускорителе НИИЯФ МГУ, в одном импульсе которого содержится около $2 \cdot 10^{13}$ электронов (заряд 3.2 мкКл). Отсюда следует, что на каждом сантиметре пути пучка в виде ИВЧ излучается 4.192М мДж энергии. Учитывая длительность импульса электронов (порядка 8 мкс), получим среднюю мощность ИВЧ за время прохождения импульса: 524М Вт на каждый сантиметр пути. ИВЧ в экспериментальной камере генерируется на отрезке газа длиной около 5 см.

Оценим мощность ИВЧ для разных энергий. Будем считать превышение над порогом ΔE незначительным (до 1 МэВ), а $E_{kr}/E_0 = 20$.

Результаты расчётов по формуле (14) представлены на рисунке 3. Серой линией отмечена мощность ИВЧ, создаваемого пучком на одном сантиметре газа. Красной линией показана полная мощность ИВЧ в камере.

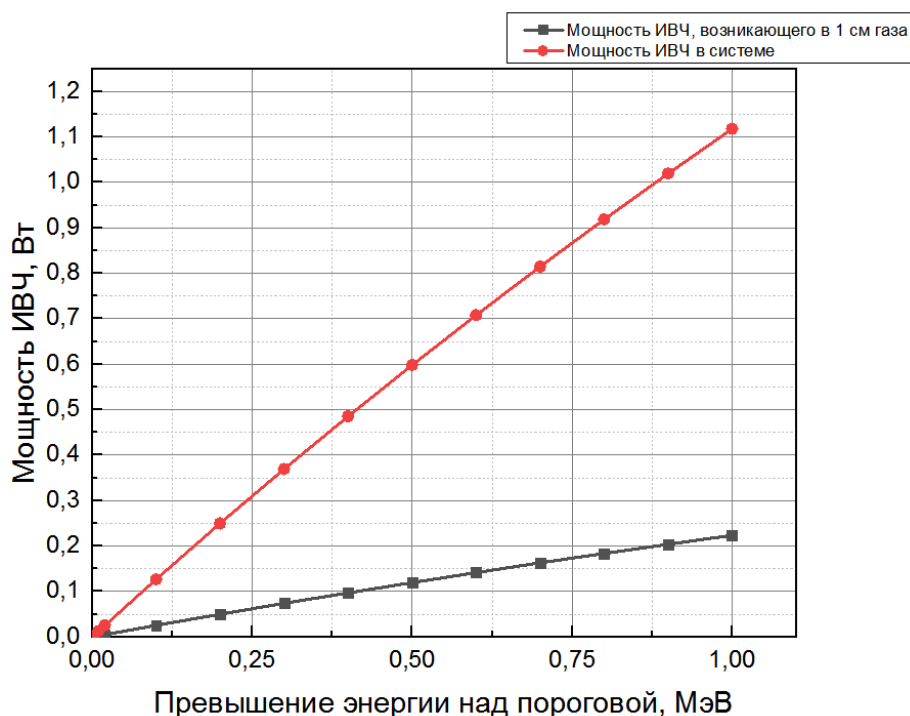


Рисунок 3. Зависимость мощности ИВЧ, возникающего на 1 см пути в газе (серая линия), и полной мощности вспышки ИВЧ (красная линия) от превышения энергии пучка над пороговой.

Мы видим, что при прохождении электронов через газ в камере должны наблюдаться вспышки ИВЧ мощностью в десятые доли ватта. Для сравнения, мощность обычной лазерной указки составляет около 0.1-1 мВт, т.е. примерно в тысячу раз меньше. Поэтому такие вспышки ИВЧ должны уверенно регистрироваться многими фотодиодами, а, значит, использование в качестве светочувствительного элемента каких-либо сложных регистрирующих устройств не требуется.

2.3 Анализ работы фотодиода

Как видим, фотодиод является одной из важнейших частей данной установки, поскольку с его помощью мы определяем мощность ИВЧ. В ходе работы был выбран фотодиод типа PIN-25DP [10]. Главное достоинство данного фотодиода — большая площадь поверхности. Площадь его чувствительной зоны 613 мм^2 , диаметр — 27.9 мм.

Как известно, фотодиоды могут работать в двух различных режимах: фотогальваническом и фотодиодном [11, 12]. В первом режиме работает фотодиод, не подключенный к внешнему источнику напряжения. При работе в этом режиме фотодиод имеет высокую инерционность и практически не реагирует на короткие импульсы света. Поскольку вспышки ИВЧ имеют длительность в несколько микросекунд, их измерения следует проводить в фотодиодном режиме работы, имеющем меньшую инерционность.

Рассмотрим подробнее работу фотодиода в фотодиодном режиме. Фотодиод в данной схеме подключён к внешнему источнику напряжения через нагрузочное сопротивление.

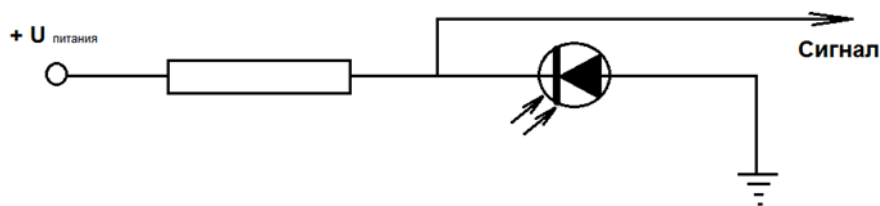


Рисунок 4. Схема подключения фотодиода в установке.

В отсутствии освещения фотодиод полностью закрыт, то есть является разрывом цепи. Падение напряжения (в дальнейшем будем называть его просто напряжением) на нём при этом равно внешнему напряжению источника. Если на фотодиод падает некоторое количество света, он начинает пропускать ток, «открываться». Если падающий свет имеет достаточную интенсивность, фотодиод полностью открыт, напряжение на нем равно нулю (он ведет себя как «короткое замыкание»).

При подаче на фотодиод вспышки света начинается быстрое увеличение концентрации носителей заряда, генерируемых светом. Как показывает подробный анализ работы фотодиода [13], зависимость напряжения на нём от времени в этот момент практически линейная и тангенс угла её наклона прямо пропорционален интенсивности падающего света. Влияние иных факторов на этот угол наклона мало. По этой причине для измерения интенсивности вспышки ИВЧ необходимо измерять именно этот угол наклона в то время, пока фотодиод продолжает освещаться.

Положим, вспышка света весьма короткая и фотодиод не успевает достигнуть насыщения до её конца. Тогда после окончания вспышки напряжение на фотодиоде продолжит уменьшаться некоторое время, а потом вновь начнёт расти. Фотодиод будет «закрываться». Время закрытия фотодиода определяется накопленным в нём зарядом носителей и процессами рекомбинации. Напряжение на фотодиоде при этом экспоненциально зависит от времени (подобно разрядке обычного конденсатора).

Общая зависимость напряжения на фотодиоде от времени показана на рисунке 5:

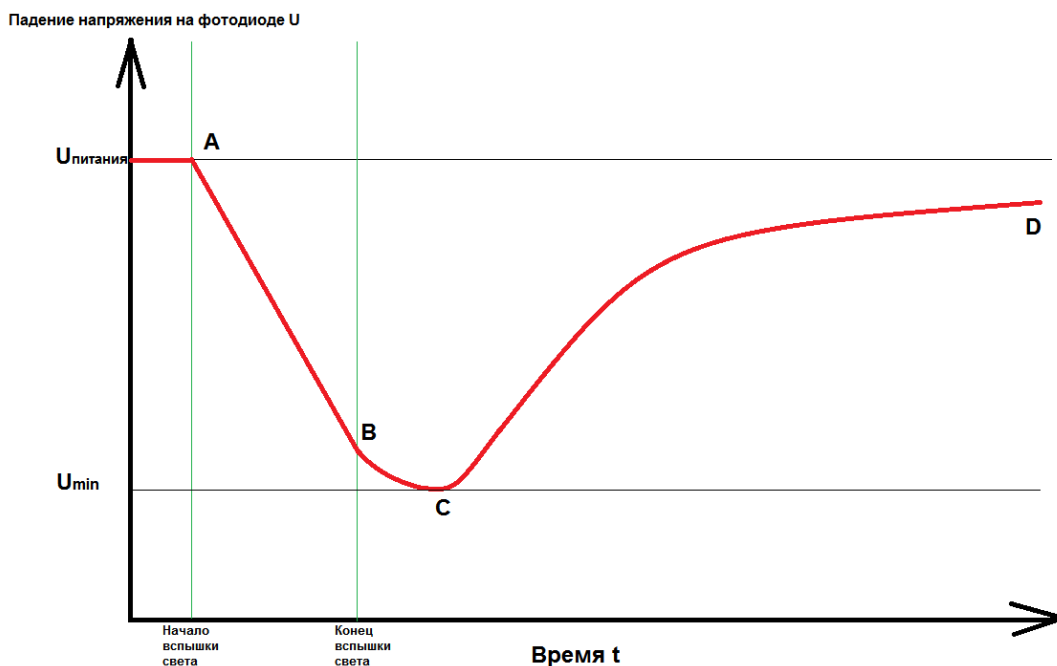


Рисунок 5. Примерная зависимость напряжения на фотодиоде от времени при воздействии на фотодиод достаточно яркой вспышки света.

Здесь участок АВ соответствует линейной зависимости напряжения на фотодиоде от времени, ВС — уменьшению напряжения «по инерции» после окончания вспышки, CD — «закрытию» фотодиода.

Как уже было сказано выше, для определения интенсивности вспышки света нужно измерять тангенс угла наклона на участке АВ. Для того чтобы делать это с достаточной точностью, нужно измерять напряжение в нескольких точках этого участка. Поскольку в первом приближении, угол наклона на участке АВ пропорционален U_{min} (амплитуде сигнала с фотодиода), в ряде экспериментов измерялась именно эта величина.

Если в ходе измерений вспышка света имеет слишком высокую интенсивность, напряжение на фотодиоде может успеть упасть до нуля на участке АВ. Безусловно, в таком случае определять угол наклона по точке минимума невозможно.

3.1 Выбор рабочего газа

Для успешной работы устройства необходимо правильно выбрать рабочий газ. Он должен удовлетворять следующим требованиям [6]:

- 1) Показатель преломления газа должен быть таким, чтобы пороговая энергия ИВЧ была близка к измеряемой при давлении газа не слишком отличающемся от атмосферного.
- 2) Зависимость показателя преломления (и пороговой энергии) от давления газа должна обеспечивать достаточную разрешающую способность в рабочей области давлений.
- 3) Взаимодействие частиц газа с электронным пучком должно быть минимальным.
- 4) Газ должен быть доступным, неядовитым, неагрессивным и т.д.

Среди множества известных газов только несколько вполне удовлетворяют требованиям, указанным выше. Так, не подходят газы, имеющие сложное строение, например, воздух, углекислый газ или элегаз (SF_6), т.к. они распадаются под действием пучка на отдельные атомы, которые, собираясь, создают новые вещества в неизвестных количествах. Примеси этих новых веществ, во-первых, изменяют показатель преломления газа в системе, и, во-вторых, могут негативно влиять на элементы самой установки. По причине высокой химической активности не подходят кислород, фтор и хлор. Водород не подходит по причине своей взрывоопасности. Возможность использования азота требует дальнейших уточнений.

Выбор из оставшихся газов нужно совершать, руководствуясь значением порогового давления.

Как известно, зависимость показателя преломления газа от давления и температуры с хорошей точностью описывается следующей формулой [14] (Это выражение справедливо при не слишком высоких и низких давлениях):

$$n(P, t) = 1 + (n_0 - 1) \frac{P}{760} \left(\frac{1 + \gamma P}{1 + \alpha t} \right) \quad (15)$$

Здесь P – давление газа, выраженное в миллиметрах ртутного столба (мм. рт. ст.), n_0 – показатель преломления газа при нормальных условиях (760 мм. рт. ст., 0 °C), t – температура в градусах Цельсия, α и γ – коэффициенты, зависящие от природы газа.

Для газов коэффициент γ достаточно мал (например, для воздуха он равен $7 \cdot 10^{-7}$), поэтому в дальнейшем мы пренебрежём квадратичным членом по давлению. Переходя к абсолютной температуре T , мы получаем, что:

$$n(P, T) = 1 + (n_0 - 1) \frac{1}{P_0} \frac{T_0}{T} P = 1 + A_p \cdot P \quad (16)$$

Здесь $A_p \equiv (n_0 - 1) \frac{1}{P_0} \frac{T_0}{T}$ – коэффициент пропорциональности между значениями давления P_0 и показателя преломления n_0 при определённой температуре T_0 , зависящий от природы используемого газа.

Итак, можно считать, что показатель преломления газа с хорошей точностью линейно зависит от его давления, а его отличная от единицы часть обратно пропорциональна абсолютной температуре газа.

Как следует из формулы (1), пороговая энергия ИВЧ дается выражением

$$E_n = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \beta_n^2}} = n \frac{m_e c^2}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (17)$$

где m_e – масса электрона.

Комбинируя (16) и (17), нетрудно получить формулу для порогового давления

$$P_n(E) = \frac{1}{A_p} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_e c^2}{E}\right)^2}} - 1 \right) \quad (18)$$

Видим, что чем меньше значение A_p , тем выше пороговое давление.

Как было сказано выше, для измерений подходят лишь газы имеющие простое строение и не обладающие высокой химической активностью. Этим требованиям удовлетворяют лишь 5 инертных газов: гелий, аргон, неон, криптон и ксенон. Построим для них примерные зависимости порогового давления от энергии электронов (показатели преломления из [15-16]):

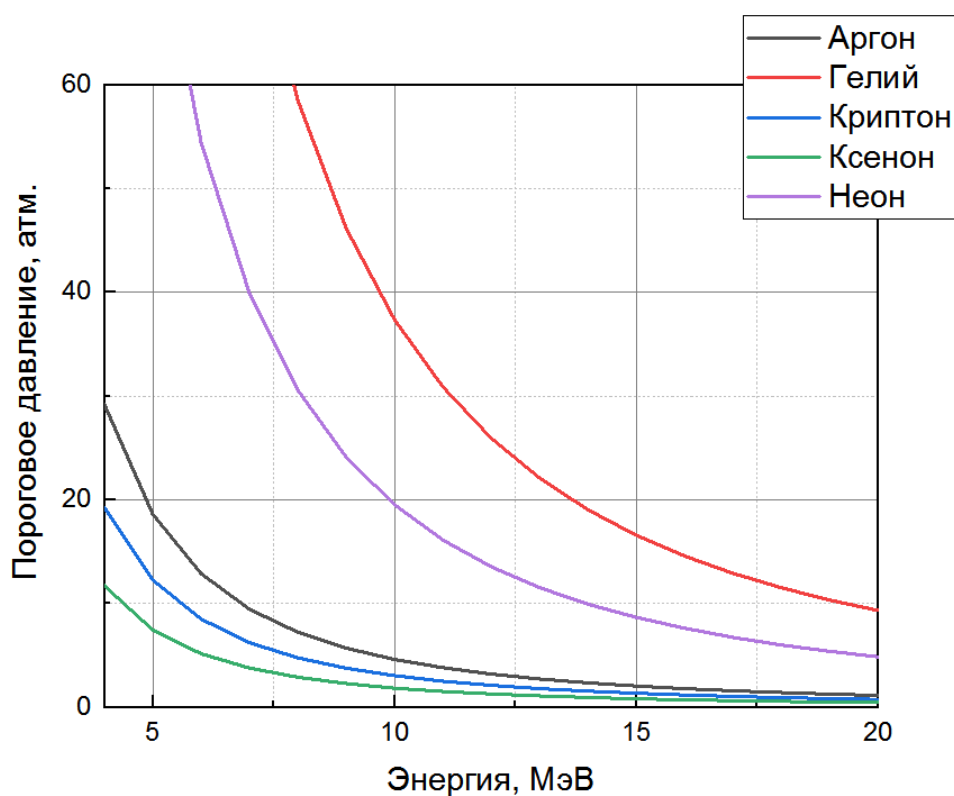


Рисунок 6. Зависимость порогового давления от энергии пучка для различных газов.

Из данного графика видно, что чем ниже энергия пучка, тем более высокое давление газа необходимо для её измерений, причём пороговое давление приблизительно обратно пропорционально квадрату энергии (это следует из (18) при энергиях много больше энергии покоя электрона).

Как легко видеть, при низких энергиях пороговое давление сильно изменяется даже при незначительных изменениях энергии. Это означает, что ошибки измерений будут малы. Однако при этом для измерений требуется создавать высокое давление газа в системе. В используемой в экспериментах камере невозможно создать давление выше 10 атмосфер. Данное ограничение связано с наличием в камере входного окна – фольги, сквозь которую пучок проникает в камеру.

При высоких энергиях электронов ситуация зеркально меняется: уже не требуется высокое давление (может даже потребоваться разрежение газа), однако точность измерений сильно падает, поскольку при существенном изменении энергии пороговое давление изменяется слабо.

Легко понять, что для разных энергий электронов можно и нужно использовать разные рабочие газы. Так, для энергий выше 20 МэВ нужно использовать гелий или неон. Для энергий ниже 7 МэВ нужны криптон или ксенон. При измерениях в области около 10 МэВ наиболее рационально использовать аргон, который и использовался нами в качестве рабочего газа в ходе измерений. Далее речь будет вестись исключительно про него.

По формуле (18) легко определить минимальную энергию пучка, которую можно измерять с помощью данного устройства без существенных изменений его конструкции. Если в качестве рабочего газа используется аргон, минимальная энергия составляет порядка 7-8 МэВ. Если же использовать газ с наибольшим показателем преломления, то есть ксенон, то данная энергия уменьшается до 5 МэВ.

Определить верхнюю границу измерений достаточно сложно, т.к. она зависит от точности устройства, измеряющего давление. Для аргона данная граница определена более-менее точно и расположена при энергиях порядка 20 МэВ. Для газа с наименьшим показателем преломления, гелия, данная граница лежит при энергии порядка 40 МэВ. В обоих случаях точность измерения давления оценивалась примерно в 0.1 атм., что приблизительно соответствует используемому в эксперименте датчику давления. При использовании более точных датчиков возможно повышение верхней границы измерений энергии.

Таким образом, без существенной модификации экспериментальной установки с её помощью можно измерять энергию пучка электронов в диапазоне энергий от 5 до 40 МэВ.

Как было указано выше, в ходе работы было принято решение использовать в качестве рабочего газа аргон. Наиболее достоверными значениями его показателя преломления, являются значения из [15]:

- 1) 1.0002630, для $\lambda = 546.1$ нм (зелёная линия е ртути)
- 2) 1.0002618, для $\lambda = 632.8$ нм (гелий-неоновый лазер, красный цвет)

В обоих случаях температура газа составляет 20 °С.

Кроме того, из [16] известно значение при температуре 0°С. Оно также может быть найдено из формулы (15):

- 3) 1.000283, для $\lambda = 546.1$ нм (зелёная линия е ртути)

Для всех этих значений были построены графики зависимости порогового давления от энергии пучка:

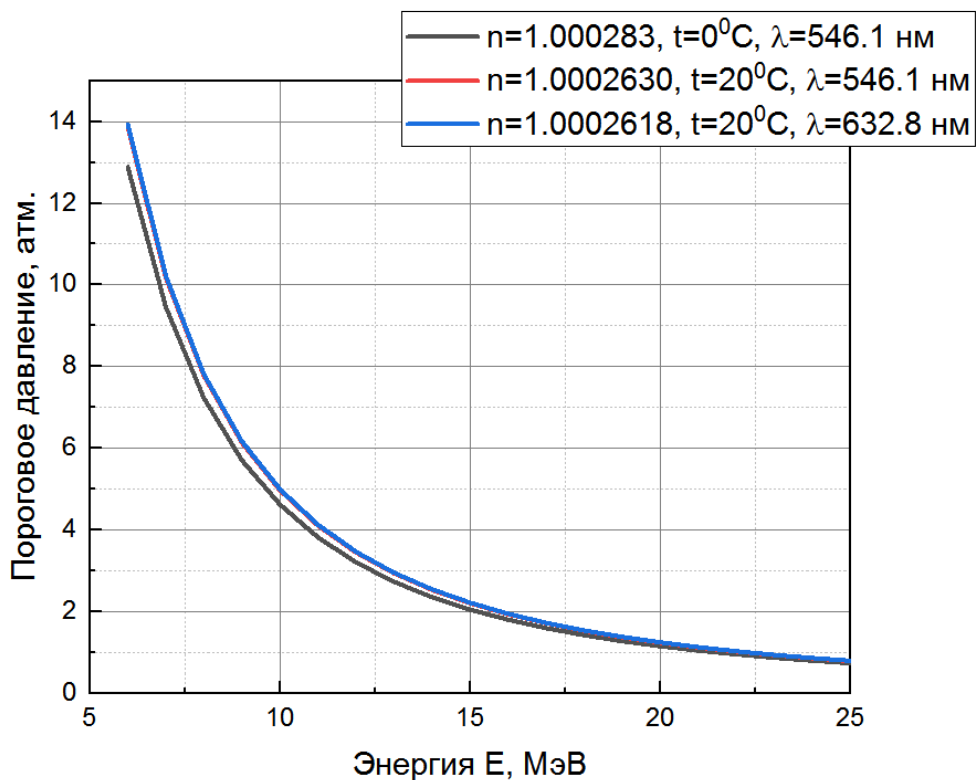


Рисунок 7. Зависимость порогового давления аргона от энергии электронов при разных длинах волн ИВЧ и температурах газа.

Как видим на рисунке 7, пороговое давление практически одинаково для разных длин волн ИВЧ в видимом диапазоне (синяя и красная линии почти не расходятся). Однако оно ощутимо зависит от температуры газа, о чём подробно сказано ниже.

Легко также видеть, что при энергии электронов около 10 МэВ ИВЧ начнёт появляться при давлении аргона около 5 атмосфер.

3.2 Влияние ионизации на показатель преломления газа

Под действием пучка электронов, проходящего через газ, последний обязательно ионизируется. Как известно, газ в состоянии плазмы имеет показатель преломления, отличающийся от показателя преломления в не

ионизованном состоянии [17]. Оценим, насколько сильно ионизация изменяет показатель преломления газа.

Пробег R электронов с энергией $E > 0.8$ МэВ в веществе с массовым числом A и зарядом ядра Z подчиняется закону [18]

$$R(A, Z) = R(Al) \frac{(Z/A)_{Al}}{Z/A} \quad (19)$$

где $R(Al) = 0.54E - 0.133$ — пробег в алюминии в $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$. Пусть $E \approx 6$ МэВ. Тогда $R(Al) \approx 3.107$ $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$. Найдем R для аргона:

$$R(Ar) \approx 3.32 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}.$$

С учетом того, что $R = \rho L$, где ρ — плотность вещества, L — пробег в метрах, получим: $L(Ar) \approx 21$ м. Будем считать для простоты, что вся энергия электронов расходуется на данных расстояниях равномерно. Тогда на участке длины l электроны потеряют энергию $E_l = El/L$. Следовательно, на этом участке образуется $N = E_l/E_{ion}$ ионов, где E_{ion} — средняя энергия, которую тратит электрон на образование пары ионов в газе (считаем, что вся энергия электронов расходуется на ионизацию газа, т.е. делаем верхнюю оценку). Получается, что концентрация ионов на этом участке равна

$$n = \frac{N}{V} = \frac{N}{lS} = \frac{E_l}{lSE_{ion}} = \frac{E}{lSE_{ion}} \quad (20)$$

где S — площадь поперечного сечения пучка электронов.

Пусть пучок имеет площадь поперечного сечения $S \sim 0.2$ см^2 (т.е. диаметр ~ 5 мм). Безусловно, пучок быстро рассеивается в газе, т.е. площадь его поперечного сечения увеличивается. Однако около границы газа площадь сечения пучка ещё не успевает сильно измениться.

Примем среднюю энергию, которую тратит электрон на образование пары ионов, равной 33 эВ [19]. Так как все рассуждения проведены для одного электрона, необходимо умножить полученную концентрацию на

число электронов в одном электронном импульсе (считаем, что между импульсами ионы в газе успевают полностью рекомбинировать). Тогда получим концентрацию ионов для аргона $n(\text{Ar}) \approx 8.66 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Известно, что показатель преломления плазмы определяется следующей формулой [17]:

$$\gamma = \sqrt{\left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_k}\right)^2\right)} \quad (21)$$

где $\lambda_k = 3.3 \cdot 10^6 (\text{см}^{-0.5}) \cdot n^{-0.5}$ — длина волны электромагнитного излучения с частотой, равной так называемой «критической частоте» плазмы, λ — длина волны света, для которой нас интересует значения показателя преломления (в нашем случае $\lambda \approx 500 \text{ нм}$). Для аргона $\lambda_k(\text{Ar}) \approx 0.035 \text{ см}$.

В итоге находим, что для аргона $\gamma \approx 1 - 10^{-6}$.

Итак, можно видеть, что ионизация газа смещает показатель преломления на величину порядка 10^{-6} от его значения. Как можно понять из формулы (17), значение пороговой энергии

$$\begin{aligned} E_{n(\text{плазма})} &= n \frac{m_e c^2}{\sqrt{n^2 - 1}} \approx \frac{m_e c^2}{\sqrt{\left(\left(1 + A_p P\right)\left(1 - 10^{-6}\right)\right)^2 - 1}} \\ &\approx \frac{m_e c^2}{\sqrt{2A_p P - 2 \times 10^{-6}}} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{2A_p P} \sqrt{1 - \frac{10^{-6}}{A_p P}}} \\ &\approx E_{n(\text{неиониз})} \left(1 - \frac{10^{-6}}{2A_p P}\right) \end{aligned} \quad (22)$$

смещается на величину порядка $\frac{10^{-6}}{2A_p P} \approx 10^{-4} - 10^{-3}$ от своего значения (причём, как было указано выше, это верхняя оценка), а, значит, влияние ионизации на показатель преломления является весьма малой величиной, которой в дальнейшем можно пренебречь.

3.3 Влияние температуры на показатель преломления

Когда пучок электронов проходит через газ, последний, несомненно, нагревается. Как указано выше, температура газа T , его давление P и показатель преломления n связаны формулой

$$n(P, T) = 1 + (n_0 - 1) \frac{1}{P_0} \frac{T_0}{T} P \quad (23)$$

Как видно, отличная от единицы часть показателя преломления обратно пропорциональна абсолютной температуре. Оценим, насколько сильно изменяется температура газа под действием пучка.

Как было указано выше, пробег электронного пучка в аргоне составляет $L \sim 20$ м и пучок имеет площадь поперечного сечения $S \sim 0.2$ см². Оценим энергию, которую имеет один электронный импульс на выходе ускорителя. Как уже было указано, в импульсе содержится $\sim 2 \cdot 10^{13}$ электронов. Если энергия электронов 10 МэВ, то импульс имеет суммарную энергию $E \approx 32$ Дж.

Будем считать, что вся эта энергия переходит в тепло. Чтобы узнать, до какой температуры нагреется газ около точки вхождения в него электронного пучка, будем считать, что энергия пучка равномерно распределилась в объёме $V = L \cdot S \approx 0.4$ л. В этом объёме содержится $\nu = \frac{V}{22.4 \text{ л}} \approx 0.018$ моль аргона. Молярную теплоёмкость примем равной $1.5 \cdot R$, где $R = 8.314$ Дж/(моль·К). Тогда $E = C_v \cdot \nu \cdot \Delta T$, откуда $\Delta T \approx 140$ К. Итак, газ по данной оценке нагреется примерно на 140 К. Как легко понять из формулы (23), отличная от единицы часть показателя преломления при этом уменьшится в $\sim 440/300 \approx 1.47$ раз. Во столько же раз увеличится пороговое давление. К примеру, при энергии пучка около 10 МэВ пороговое давление поднимется

от 5 до 7.3 атмосфер. Казалось бы, это может существенно повлиять на полученные результаты.

Однако, кратковременность импульса (несколько микросекунд) не позволит газу внутри пучка электронов расширяться за время прохождения импульса, поэтому его концентрация не изменится. Поскольку показатель преломления, в конечном счете, зависит именно от концентрации газа, которая уже в свою очередь определяется давлением и температурой, то показатель преломления газа в момент прохождения электронного пучка не успеет измениться. К моменту же прихода следующего импульса (через доли секунды) газ из канала пучка полностью расширится и смешается с газом в объёме камеры. Поэтому никакого влияния на показатель преломления газа в момент прохождения импульса такой нагрев не окажет.

Однако выделяющееся при прохождении электронных пучков тепло накапливается внутри камеры датчика энергии и средняя температура газа в камере становится выше температуры окружающей среды. Нагрев газа ведет к увеличению измеряемого давления в камере (данный эффект действительно наблюдался в ходе измерений). Но, поскольку объем и количество газа в камере фиксированы, его концентрация, а, значит, показатель преломления при этом не меняются. По этой причине измерение температуры газа в камере необходимо для коррекции измеряемого давления. Для этой цели в камеру был включен и датчик температуры.

Глава 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

4.1 Первая фаза работы – измерения, проводимые «вручную»

При работе экспериментальной установки обнаружилось, что фотодиод в момент прохождения импульса электронов полностью открывается, причем при давлении около 1 атм., когда ИВЧ по расчетам должно полностью отсутствовать. Следовательно, на фотодиод в этот момент попадает излучение иного происхождения. Например, переходное излучение [20], тормозное излучение [21-22], свет от фотолюминесценции газа и т.д.

Для уменьшения влияния излучений этих типов было решено закрыть фотодиод от гамма-квантов, для чего камера с газом и особенно та ее часть, где находится фотодиод, были закрыты слоем свинцовых кирпичей (далее этот слой называется внешней защитой), насколько это было возможно.

Благодаря внешней защите удалось серьезно ослабить потоки радиации, попадающие на фотодиод. Так, если до использования внешней защиты, напряжение на фотодиоде в момент прохождения импульса было равно нулю (т.е. он был полностью открыт), то при наличии этой защиты напряжение в максимуме импульса стало равно около 3.5 В (при давлении около 1 атм.). Напомним, что напряжение на полностью закрытом (неосвещенном) фотодиоде равно внешнему напряжению, т.е. 10 В.

Итак, после создания внешней защиты потоки излучения, падающие на фотодиод, были ослаблены до значений, делающих возможным определение порогового давления. В первой фазе испытаний устройства сигнал с фотодиода измерялся осциллографом. Кроме этого сигнала измерялись синхронизирующий сигнал ускорителя и сигнал с цилиндра Фарадея. Их измерение велось с целью отслеживания моментов появления и исчезновения пучка электронов. Наблюдаемые сигналы в одной из экспериментальных точек видны на рисунке 8.

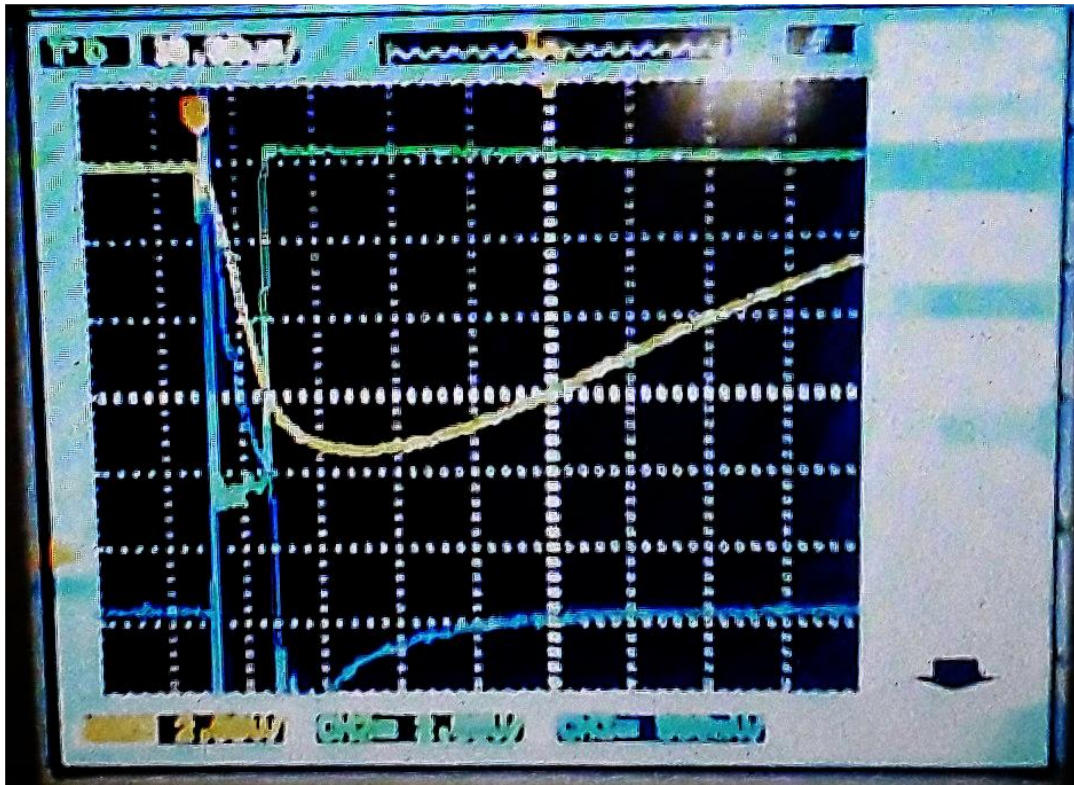


Рисунок 8. Изображение с экрана осциллографа в одной из экспериментальных точек. Зеленая линия – сигнал с цилиндра Фарадея, желтая – сигнал с фотодиода, синяя – сигнал синхронизации от ускорителя.

Как видно из данного рисунка, сигнал с фотодиода, во-первых, намного превышает помехи и, во-вторых, начинается в момент появления сигнала с цилиндра Фарадея. Поэтому можно уверенно сказать, что причиной данного сигнала является пучок электронов, проходящий через газ.

В эксперименте измерялась зависимость амплитуды сигнала фотодиода от давления газа в системе. Данная зависимость была получена для нескольких случаев, отличающихся толщиной свинцовой защиты фотодиода и точкой, на которую был сфокусирован пучок ускорителя. Наиболее информативные результаты были получены для случая пучка, сфокусированного на бесконечность («параллельный пучок») и толстого слоя защиты (рисунок 9).

В прочих случаях были получены почти идентичные результаты, но с меньшим количеством экспериментальных точек, что затрудняет их интерпретацию.

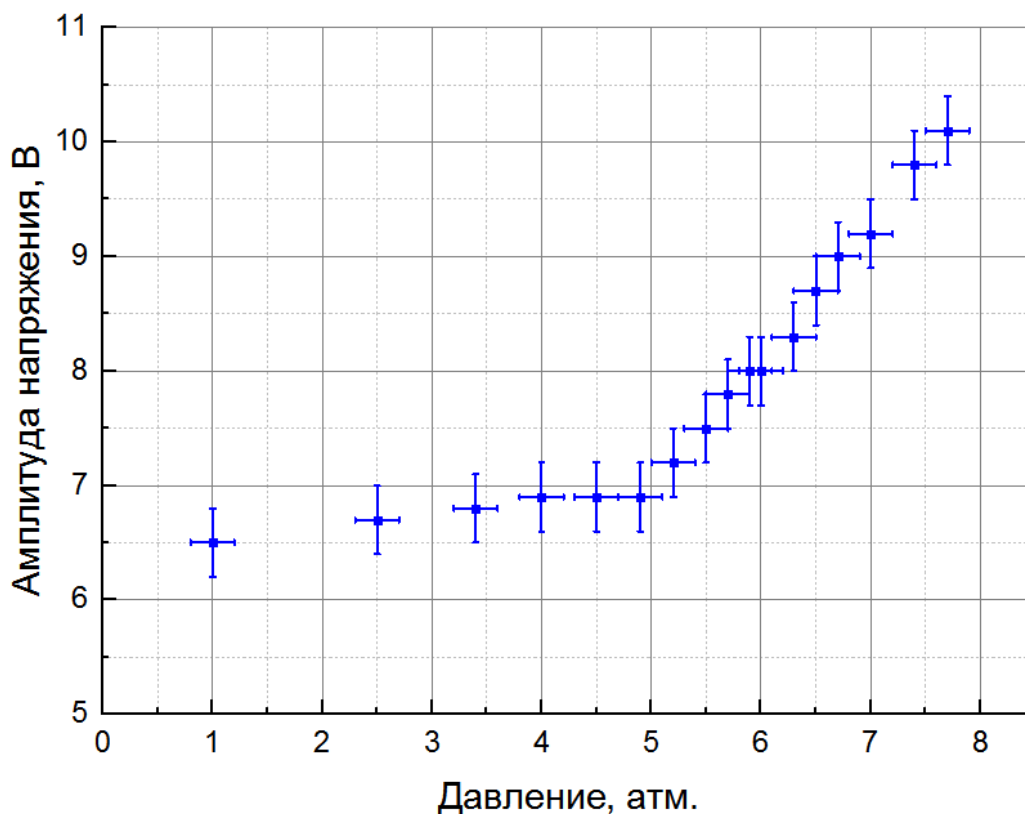


Рисунок 9. Зависимость напряжения на фотодиоде от давления, полученная в одном из экспериментов.

Видно, что при давлении в камере порядка 5 атм., наблюдается резкая смена характера роста графика. Если при давлении, меньшем 5 атм., амплитуда сигнала практически не отличается при разных давлениях, то после 5 атм., наблюдается быстрый линейный рост амплитуды в зависимости от давления. Как видим, полученная зависимость практически идентична указанной на рисунке 1, а, значит, можно почти определённо утверждать, что линейный рост амплитуды сигнала обусловлен именно появлением ИВЧ.

Обработка полученной зависимости по методу наименьших квадратов (подробнее об этом будет рассказано ниже) дала значение порогового давления $P_n = (5.05 \pm 0.21)$ атм.

Соответствующая энергия электронов равна $E = (9.9 \pm 0.3)$ МэВ. Реальная энергия данного ускорителя составляет, как говорилось выше, приблизительно 10 МэВ. Учитывая относительно небольшое количество экспериментальных точек на графике (3-4 точки на атмосферу в области порога) и относительно невысокую точность измерений давления и амплитуды сигнала, это можно считать очень хорошим результатом.

4.2 Автоматизация измерений

Для точного определения порогового давления необходимо измерять сигнал с фотодиода при разных давлениях газа в системе. Чем больше будет число экспериментальных точек, тем точнее результат. Измерения «вручную» весьма трудоёмки и длительны, что делает датчик неэффективным. Поэтому необходимо автоматизировать процесс измерения.

Чтобы найти пороговое давление нужно измерять всего три параметра устройства: текущее давление и температуру в системе и скорость спада напряжения на фотодиоде, которое вызывает импульс электронов, проходя через газ при этом давлении.

Поэтому, наряду с оцифровкой и записью сигнала с фотодиода, необходимо проводить оцифровку и запись показаний датчиков давления и температуры.

Давление газа предлагается измерять преобразователем давления АИР-10Н [23]. Данный датчик преобразует значение давления газа в системе в электрический сигнал. Этот сигнал должен поступать на АЦП микроконтроллера STM32F373RCT6 [24], который будет его оцифровывать. Этот же микроконтроллер должен управлять «газовой» системой установки: клапанами напуска и выпуска газа и форвакуумным насосом. (Последний нужен для откачки воздуха из камеры перед началом эксперимента. В

противном случае в камере вместо аргона будет содержаться его смесь с воздухом. Показатель преломления этой смеси отличается от показателя преломления чистого аргона, что сделает невозможным расчёт энергии электронов по пороговому давлению.)

Поскольку для достаточной точности определения скорости спада напряжения на фотодиоде необходимо измерять несколько (порядка 10) значений сигнала фотодиода за время прохождения импульса электронов (порядка 8-10 мкс), нужно проводить измерения с достаточно высокой скоростью. АЦП, встроенные в большинство микроконтроллеров, не способны проводить непрерывные измерения с такой частотой. По этой причине было принято решение использовать при измерениях так называемую схему «выборки-хранения», которая заключается в следующем. При поступлении на микроконтроллер синхронизирующего импульса от ускорителя, который соответствует началу генерации электронного пучка (или опережает его на некоторое небольшое фиксированное время), запускается встроенный в микроконтроллер таймер. После того как он отсчитает определённый промежуток времени, открывается электрический ключ, встроенный в микроконтроллер, и сигнал с фотодиода начинает заряжать конденсатор, также установленный на плате микроконтроллера. Через определённый промежуток времени ключ размыкается. После этого на конденсаторе сохраняется напряжение, которое пропорционально среднему напряжению на фотодиоде в период времени, в течение которого ключ открыт. Далее, в течение времени до поступления следующего синхроимпульса, АЦП микроконтроллера измеряет данное напряжение. После прихода следующего синхроимпульса всё повторяется, однако открытие ключа происходит уже через другой отрезок времени, который превышает предыдущий на некоторое заданное значение. Как итог, микроконтроллер как бы «выхватывает» значения сигнала фотодиода в определённые моменты времени. Поскольку при заданном давлении газа в

системе ни параметры установки, ни параметры пучка меняться не должны, сигнал с фотодиода также не должен меняться от импульса к импульсу. В таком случае, данный метод измерений позволяет определить скорость спада напряжения на фотодиоде при определённом давлении, что, собственно, и требуется. Случайные же изменения параметров пучка или установки будут выглядеть просто как шум в сигнале фотодиода, а, значит, от них можно избавиться простой математической обработкой полученного сигнала.

Сигналы микроконтроллера должны поступать на компьютер, управляющий работой всей системы. В ходе работы была написана программа, которая действует в компьютере, и управляет работой всей системы. Данная программа была написана в среде программирования «LabView».

Общая блок-схема всей системы выглядит следующим образом:

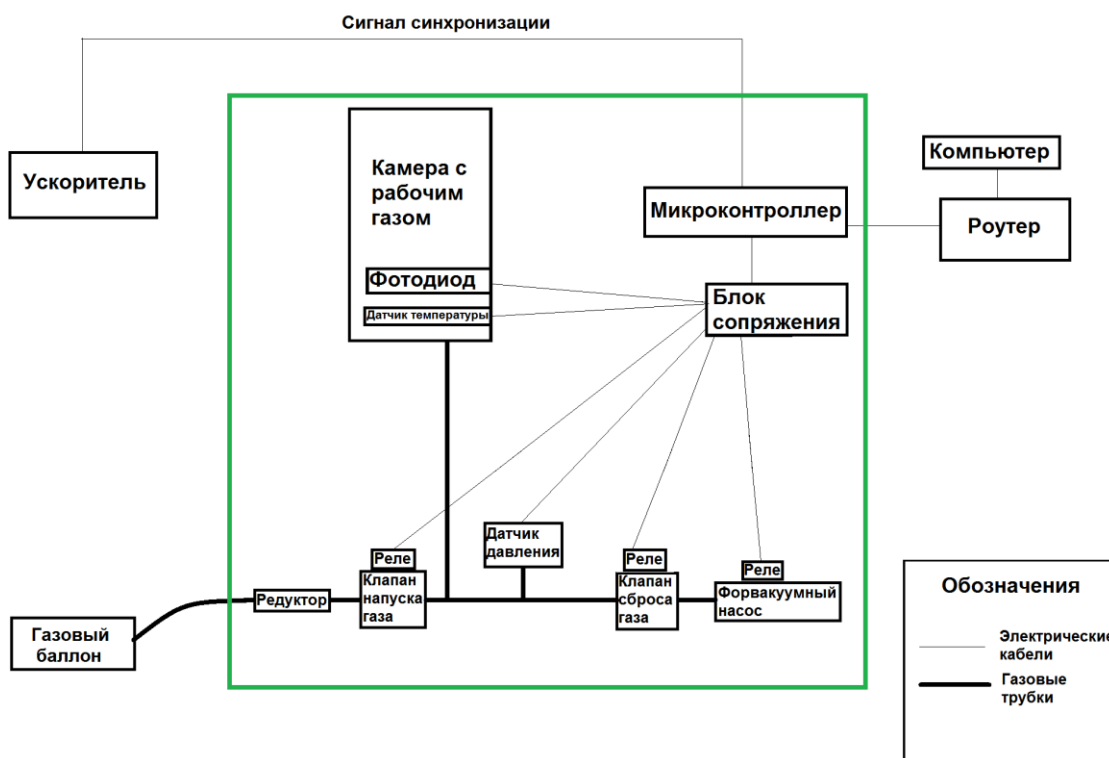


Рисунок 10. Блок-схема всей установки.

Для сопряжения микроконтроллера с прочими устройствами системы был собран блок сопряжения, отмеченный на рисунке 10. Блок состоит из простейших радиодеталей: резисторов, операционных усилителей, предохранителей и им подобных и особого интереса не представляет.

После определения скорости спада напряжения при определённом давлении газа в системе, необходимо изменить его давление. В наиболее рациональном варианте давление следует поднимать с небольшой скоростью, непрерывно контролируя его значение. Поскольку данный вариант связан с существенными сложностями, к примеру, созданием участка газовой трубки с малой площадью сечения, который замедляет поток газа, было решено для начала действовать иначе. На данный момент напуск газа в систему осуществляется малыми порциями, объём которых определяется временем, в течение которого открыт клапан напуска. Это время определяется опытным путём перед началом измерений. После того, как определённая порция газа попадает в систему, микроконтроллер ожидает некоторое заданное время, необходимое для установления постоянного давления во всех точках системы и начинает измерения новой экспериментальной точки.

После измерения всех экспериментальных точек, получается массив давлений газа в системе и соответствующих им скоростей спада напряжения на фотодиоде. По этим данным можно определить пороговое давление, т.е. давление газа, при котором появляется ИВЧ. Зная это давление, можно определить некоторую среднюю энергию пучка. Это – первичная обработка данных, проводимая в ходе самого эксперимента.

Для нахождения порогового давления был написан простейший алгоритм, заключающийся в следующем.

Из массива n значений давлений и соответствующих спадов напряжений берутся первые две точки. Методом наименьших квадратов (далее МНК) определяется прямая, проходящая через эти точки наилучшим

образом. Кроме этих точек, берутся прочие $n-2$ экспериментальные точки, для которых производится такое же нахождение наилучшей прямой. Далее считается сумма квадратов отклонений экспериментальных точек от данных прямых.

После этого производятся те же действия, но уже для первых трёх и остальных $n-3$ точек и так далее, вплоть до последней точки массива:

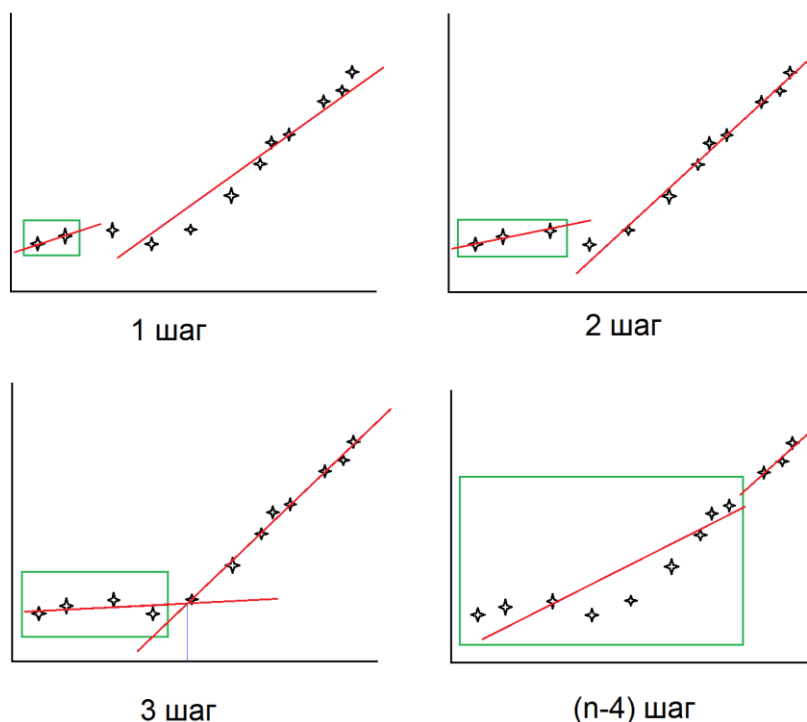


Рисунок 11. Иллюстрация работы алгоритма.

Далее находятся те две прямые, для которых сумма квадратов отклонений экспериментальных точек наименьшая. Точка пересечения этих прямых и определяет пороговое давление, а, значит и среднюю энергию.

Применение данного алгоритма для экспериментальных точек, полученных «вручную» (рисунок 9) дало следующие результаты:

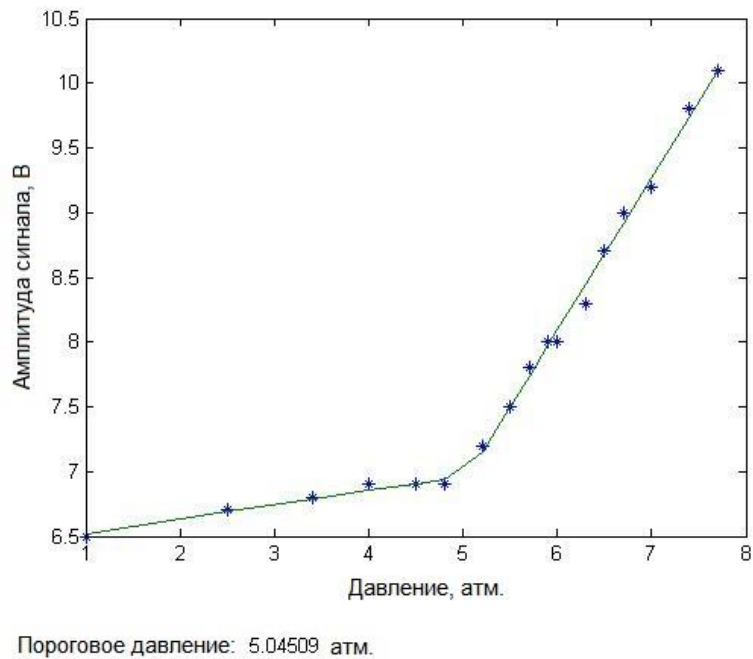


Рисунок 12. Результат применения алгоритма к экспериментальным точкам.

Видим, что пороговое давление примерно равно 5.05 атм., а соответствующая пороговая энергия составляет примерно 9.9 МэВ, что, как уже говорилось, является вполне разумным результатом.

Более точная обработка полученных данных должна проводиться отдельно, с использованием специализированных программ. Для этой цели результаты измерений автоматически записываются в файл.

4.3 Результаты измерений после автоматизации

После автоматизации работы датчика энергии было проведено несколько испытаний на ускорителе. Поскольку точность измерений при этом существенно повысилась по сравнению с измерениями «вручную», возникли новые непредвиденные ранее сложности в работе. К примеру,

оказалось, что на результаты измерений существенно влияет нестабильность тока пучка ускорителя. Очевидно, что при изменении тока пучка яркость вспышки ИВЧ изменяется пропорционально этому току. Кроме того, на работу электронных схем, управляющих работой системы, существенно влияют помехи, создаваемые элементами ускорителя. На момент написания дипломной работы некоторая часть данных проблем была успешно решена, решение же других является целью дальнейшей работы.

В автоматическом режиме был проведён целый ряд испытаний устройства. Как пример, на рисунках 13 и 14 показаны результаты двух испытаний, в которых с малым шагом измерялась область вблизи порога появления ИВЧ:

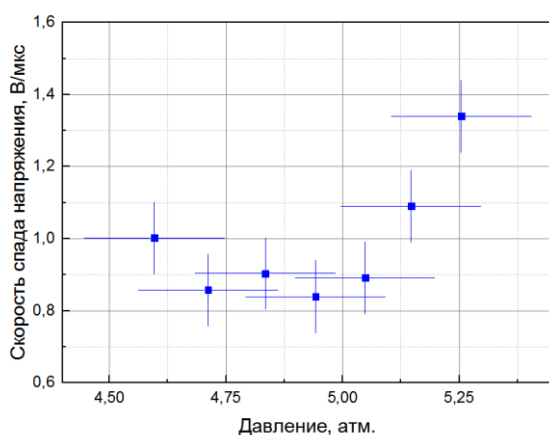


Рисунок 13. Зависимость скорости спада напряжения на фотодиоде от давления, полученная в одном из экспериментов

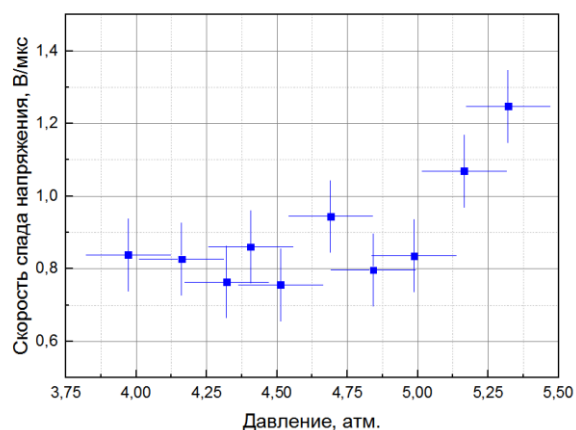


Рисунок 14. Зависимость скорости спада напряжения на фотодиоде от давления, полученная в одном из экспериментов

В обоих случаях при первичных измерениях среди экспериментальных точек появлялись точки, сильно выбивающиеся из общего ряда. Для того чтобы избавиться от данных точек, в программу была введена отдельная подпрограмма, которая должна определять значение корреляционной функции [25] для последовательности значений напряжения, по которым

рассчитывается скорость спада напряжения на фотодиоде при определённом давлении, и отсеивать те точки, для которых значение данной функции меньше заданного. Результаты, приведённые на рисунках 13 и 14, получены при значении корреляционной функции равном 0.8.

Первичная обработка данных зависимостей дала значение порогового давления $p_n = (5.01 \pm 0.15)$ атм. и $p_n = (4.96 \pm 0.15)$ атм. соответственно.

Пороговая энергия в обоих случаях составляет $E = (10.0 \pm 0.2)$ МэВ.

Поскольку, как неоднократно говорилось, работа велась на 10-МэВном ускорителе, это можно считать хорошим результатом. Однако стоит отметить, что в обоих случаях экспериментальные точки имеют существенный разброс, что делает практически невозможной дальнейшую обработку, например, определение формы энергетического спектра пучка [6]. Основная причина этого – нестабильность тока пучка. Для учёта данного фактора предлагается проводить измерения тока пучка при помощи цилиндра Фарадея и проводить нормировку сигнала фотодиода на измеренные значения тока. Однако, на момент написания работы, данная идея не была реализована.

4.4 Погрешности измерений

После определения порогового давления необходимо вычислять пороговую энергию.

Из формулы (18), легко получить, что пороговая энергия равна:

$$E = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{1}{1 + A_p P}\right)^2}} \quad (24)$$

где $A_p = (n_0 - 1) \frac{1}{P_0} \frac{T_0}{T}$

Поскольку $A_p < 10^{-3}$ для всех используемых газов, то $A_p P < 10^{-2} \ll 1$ и выражение под корнем можно разложить в ряд Тейлора, оставив лишь линейный по давлению член. Тогда

$$E = \frac{m_e c^2}{\sqrt{2A_p P}} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{2 \frac{(n_0 - 1) P / P_0}{T / T_0}}} \quad (25)$$

Это итоговая формула, по которой в экспериментах и определялась пороговая энергия. Поскольку давление P , температура T и значение показателя преломления n_0 известны не точно, пороговая энергия так же будет найдена с погрешностью. Оценим её.

По общей формуле расчета погрешностей [25], легко определить, что относительная погрешность энергии $\sigma E/E$ равна

$$\frac{\sigma E}{E} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\sigma T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\sigma P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(n_0 - 1)}{(n_0 - 1)}\right)^2} \quad (26)$$

Оценим каждую из погрешностей

- 1) Собственная погрешность температурных датчиков довольно мала, однако, по той причине, что датчик температуры не может стоять в непосредственной близости от электронного пучка, измеряемая им температура может отличаться от реальной температуры газа вблизи пучка на несколько градусов. Поэтому примем погрешность температуры равной приблизительно 1%. Это соответствует разбросу температур примерно в 3 К.
- 2) Согласно паспорту датчика давления [23], погрешность его измерений составляет порядка 0.15 атм. При давлении порядка 5 атмосфер

(пороговое давление при 10 МэВ) эта погрешность составляет приблизительно $0.15/5 = 0.03 = 3\%$.

- 3) Погрешность показателя преломления связана, по большей части с тем, что фотодиод регистрирует ИВЧ, имеющее различные длины волн. Учитывая, что фотодиод наиболее чувствителен к длинам волн в диапазоне 400—1100 нм [10], можно понять, что оценка погрешности показателя преломления на этих частотах [26] приблизительно равна 10^{-5} . Относительная погрешность составляет приблизительно $10^{-5}/(2.8 \cdot 10^{-4}) \approx 0.035 = 3.5\%$.

Кроме данных трёх погрешностей существуют ещё две:

- 1) Случайная погрешность измерения давления. Она приблизительно равна 0,125 атмосферы для каждого измерения и обратно пропорциональна квадратному корню из числа измерений давления, если берётся среднее арифметическое измеренных значений [25]. Так как при измерениях давления происходит усреднение нескольких десятков точек, данная погрешность значительно меньше систематической погрешности датчика давления.
- 2) Погрешность определения порогового давления. Она связана с погрешностями определения скорости спада напряжения, т.е. с погрешностями электрической схемы. Данную погрешность определить достаточно сложно, поэтому в ходе работы просто определялся шум сигнала, приходящего на АЦП. В качестве оценки погрешности напряжения было принято значение 0,15 В. Однако, поскольку при определении порогового давления, экспериментальные точки дважды «проходят» через МНК с несколькими десятками точек (один раз при определении скорости спада напряжения и второй раз, собственно, при определении точки порога), итоговая погрешность определения порогового давления крайне мала.

Поэтому обе эти погрешности можно в дальнейшем не учитывать.

Итак, оценка итоговой погрешности определения энергии

$$\begin{aligned}\frac{\sigma E}{E} &= \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\sigma T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\sigma P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(n_0 - 1)}{n_0 - 1}\right)^2} \\ &\approx \frac{1}{2} \sqrt{(0.01)^2 + (0.03)^2 + (0.035)^2} \approx 0.024\end{aligned}\tag{27}$$

При энергии пучка порядка 10 МэВ это составляет около 0.24 МэВ.

Как видим, большой вклад в общую погрешность вносит погрешность, связанная со значением показателя преломления $(n_0 - 1)$. Для уменьшения данной погрешности предлагается использовать светофильтр, «вырезающий» узкий диапазон длин волн ИВЧ, для которого показатель преломления газа можно считать практически одинаковым.

ВЫВОДЫ

1. В ходе работы создано устройство, позволяющее измерять энергию пучка электронов с малыми временными затратами и достаточно высокой точностью.
2. Указаны требования к рабочему газу и обоснован выбор аргона в качестве рабочего газа.
3. Сделаны оценки влияния ионизации и нагрева газа в установке на показатель его преломления.
4. Сделана оценка мощности ИВЧ, возникающего в установке, и показано, каким образом фотодиод реагирует на вспышку данного излучения.
5. Проведены измерения энергии реального ускорителя с помощью созданного устройства, в результате которых получены правильные результаты.
6. Проведена автоматизация процесса измерений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы создана установка, измеряющая энергию пучка электронов от ускорителя пороговым методом с использованием излучения Вавилова — Черенкова. Главными достоинствами установки являются её мобильность, а также относительная простота и высокая скорость измерений.

С помощью данной установки получены экспериментальные значения энергии пучка электронов, показывающие достаточно высокую точность измерений.

Проведена автоматизация процесса измерений, что значительно упрощает использование датчика энергии и делает его практически автономным устройством, которое, после некоторых доработок, может быть использовано на других ускорителях.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1) *Черенков П.А.* ДАН СССР 2 (8), 451 (1934).
- 2) *Тамм И.Е., Франк И.М.* Когерентное излучение быстрого электрона в среде, ДАН СССР 14(3), 107 (1937).
- 3) *Болотовский Б.М.* Теория эффекта Вавилова-Черенкова. // УФН, 62, 1957. <https://ufn.ru/ru/articles/1957/7/a/>
- 4) <http://nuclphys.sinp.msu.ru/radiat/vc.htm> (Излучение Вавилова — Черенкова)
- 5) <http://nuclphys.sinp.msu.ru/ihem/ihem02.htm> (Излучение Вавилова — Черенкова)
- 6) *Полиектов В.В.* Измерение энергетического спектра пучка электронов с помощью излучения Вавилова-Черенкова. // Диссертация, 2007. Ссылка на автореферат: <http://dbserv.sinp.msu.ru:8080/sinp/files/pp-817.pdf>
- 7) *Bhidey M.R., Jennings R.E., Kalmus P.I.P.* Measuring of electron beam energy using a gas Cherenkov detector. Proc. Phys. Soc. London. 1958. Vol. 72, pt. 6, N 468, P. 973-980.
- 8) *Trukhanov K.A., Larkin A.I., Shvedunov V.I.*, Measuring the Distribution of Particles According to Their Velocity in Accelerator Beams on the Basis of Cherenkov Radiation in the Optical and Microwave Range, Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2010, v. 74, № 11, pp. 1600-1603
- 9) *Trukhanov K.A., Shvedunov V.I.*, Measurements of accelerator beam spectrum through dependence of Cherenkov radiation intensity on phase velocity of electromagnetic waves in optical and microwave ranges, Radiation Physics and Chemistry, 2006, v. 75, № 8, pp. 899-902
- 10) http://www.azimp.ru/catalogue/si_photodiodes/448/
- 11) <https://www.sgu.ru/archive/old.sgu.ru/files/nodes/78139/d-photo.pdf> (О работе фотодиода)
- 12) *Харченко В.М.* Основы электроники: Учеб. Пособие для техникумов. — М.: Энергоиздат, 1982.

- 13) Жигарев А.А., Шамаева. Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы. Высш. Школа. М., 1982.
- 14) Ю.С.Ляликов Физико-химические методы анализа. Изд. «Химия», М. Л. 1964г. (Источник: Сайт "Справочник химика 21 века", <https://chem21.info/page/030009075105138007146004017022091231095193205055/>)
- 15) Бабичев А.П., Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др.; Физические величины: справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
- 16) Справочник химика. Второе издание, переработанное и дополненное, том первый. Государственное научно – техническое издательство химической литературы, Ленинград, Москва, 1963. (Источник: Сайт "Справочник химика 21 века", <https://chem21.info/page/219246161081125084122040051012038072086017131103/>)
- 17) Арцимович Л.А. Элементарная физика плазмы. Издание третье. М., Атомиздат, 1969.
- 18) <http://nuclphys.sinp.msu.ru/partmat/pm02.htm> (Взаимодействие электронов с веществом).
- 19) Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Наука. М., 1972.
- 20) <http://nuclphys.sinp.msu.ru/radiat/tr.htm> (Переходное излучение).
- 21) <http://nuclphys.sinp.msu.ru/enc/e166.htm> (Тормозное излучение).
- 22) <http://nuclphys.sinp.msu.ru/radiat/br.htm> (Тормозное излучение).
- 23) Преобразователи давления измерительные АИР-10Н. Руководство по эксплуатации. Методика поверки.
- 24) <https://www.compel.ru/infosheet/ST/STM32F373RCT6> (Описание микроконтроллера).
- 25) Митин И.В., Русаков В.С. Анализ и обработка экспериментальных данных. Учебно-методическое пособие для студентов младших курсов. — М.: Физический факультет МГУ, 2012.
- 26) <http://refractiveindex.info/> (База данных показателей преломления).