

Томский политехнический университет

На правах рукописи

Вуколов Артем Владимирович

**Оптическое излучение Смита-Парселла, генерируемое пучком
электронов нерелятивистских энергий.**

**Специальность 01.04.20 - Физика пучков заряженных частиц и
ускорительная техника**

**Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-
математических наук**

**Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор Потылицын А.П.**

Томск, 2006г.

Оглавление.

Введение.....	3
<u>1. Теоретические модели, описывающие эффект Смита-Парселла.....</u>	<u>18</u>
1.1. Теория Ван ден Берга.	18
1.1.1 Электромагнитное поле пучка электронов.....	19
1.1.2 Отраженное поле.....	20
1.2. Модель М.Кретчмара.....	23
1.2.1 Изображение заряд электрона над идеально проводящей поверхностью.....	23
1.2.2. Индуцированный ток с учетом деформации проводящей поверхности.....	25
1.2.3 Интенсивность излучения Смита-Парселла.....	26
1.2.4 Структурный фактор для решетки с треугольным профилем.....	28
<u>2. Экспериментальная установка.....</u>	<u>31</u>
2.1 Электронный микроскоп ЭММА-2У.....	31
2.2 Электронная пушка.....	34
2.3. Микровинт и система измерения параметров пучка.....	36
2.4 Оптическая система измерения.....	45
2.5 Система съема информации.....	49
2.6 Характеристики оптических решеток используемых в эксперименте.....	50
<u>3. Исследование характеристик переходного излучения на пучке электронов с энергией $E \leq 75 \text{кэВ}$.....</u>	<u>54</u>
3.1 Спектр переходного излучения для пучка электронов низкой интенсивности....	54
3.1.1 Диэлектрическая проницаемость алюминия.....	56
3.1.2 Зависимость интенсивности переходного излучения от энергии электронов.....	56
3.2 Сравнение экспериментальных результатов с теоретической моделью.....	61
<u>4. Исследование излучения Смита-Парселла в оптическом диапазоне на пучке электронов с энергией $\leq 75 \text{кэВ}$.....</u>	<u>67</u>
4.1 Измерение спектра излучения СП для перпендикулярного угла наблюдения пролета электронов.....	67
4.1.1 Основные экспериментальные результаты.....	67

4.1.2	Обработка экспериментальных результатов.....	71
4.2	Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами.....	75
4.3	Монохроматичность излучения Смита-Парселла.....	81
4.3.3	Влияние конечной угловой апертуры.....	81
4.3.1	Влияние горизонтальной расходимости.....	82
4.3.2	Влияние вертикальной расходимости.....	83
	Заключение.....	86
	Литература.....	89

Введение.

В 1942 Франк [1] предсказал, что электрон, пролетающий близко к периодической структуре испускает поляризованный свет. Независимо, Салисбери [2] высказывал подобные идеи в 1949. Но только в 1953 году было получено первое экспериментальное подтверждение этого эффекта Смитом и Парселлом [3]. Они первыми наблюдали излучение в оптическом диапазоне длин волн, генерируемое электронами с энергией 300 кэВ, пролетающими над оптической решеткой.

Смит и Парселл предположили, что электромагнитное излучение генерируется движущимся “изображением” электрона, которое движется вдоль поверхности периодической структуры (решетки) (т.е. с поперечным ускорением), и получили дисперсионное соотношение из элементарного фазового соотношения:

$$\lambda_n = \frac{D}{|n|} \left(\frac{c}{v_0} - \cos \Theta \right), \quad (1)$$

Здесь λ_n – длина волны излучения n-го порядка; D – период решетки; n – порядок излучения; v_0 – скорость электрона; Θ - угол наблюдения излучения. После публикации Смитом и Парселлом результатов эксперимента [3] этот тип излучения был назван их именами. В их эксперименте использовалась оптическая решетка с периодом D=1,67 микрон и электронный пучок с энергией около 300 кэВ. Излучение, испускаемое под углами $\Theta < 30^\circ$ по дисперсионному соотношению, соответствовало оптической области спектра. По оценке авторов в эксперименте необходимо было измерить выход излучения примерно 40×10^{-12} эрг. (приблизительно десять фотонов) на один миллиметр электронного пути над решеткой для пучка с током I=5мкА.

Смит и Парселл использовали в эксперименте трубку индукционного ускорителя. Электронный пучок с диаметром в фокусе $\approx 0,15$ мм и расходимостью меньше чем 0.004рад проходил непосредственно над решеткой длиной 48 мм. Излучение детектировалось под углом 10° и 20° . Свет собирался линзой и коллиматором, пропускался через спектрограф и фотографировался. На рис.В1 показаны результаты, полученные Смитом и Парселлом. На рисунке изображена последовательность фотографий для различных энергий пучка электронов, полученные за время экспозиции 60сек.

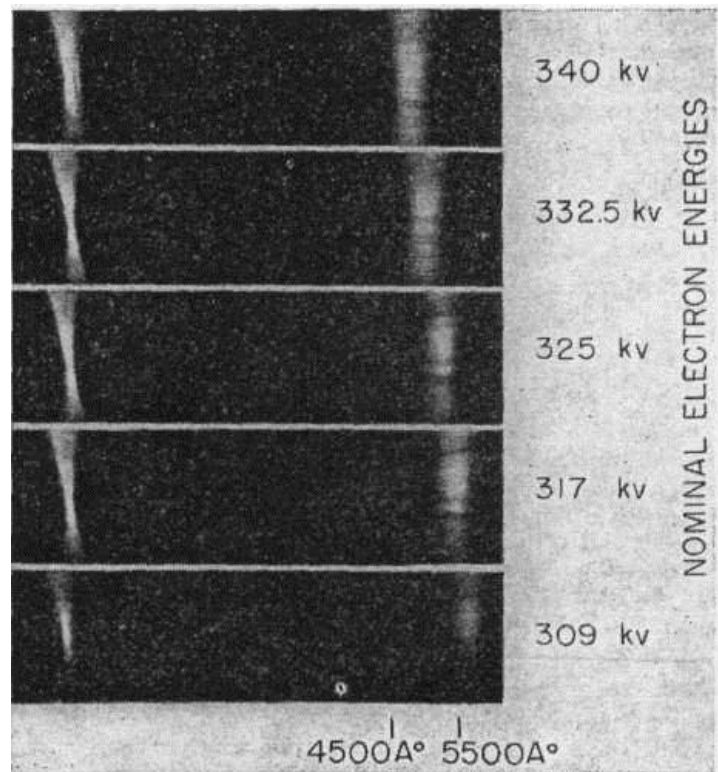


Рис. В1. Спектрограмма света, испускаемого от поверхности решетки под углом $\Theta=20^0$. Слева на снимке видно изображение, электронного пучка. В правой части снимка наблюдается эволюция спектральной линии первого порядка при изменении энергии электронов [3].

После описанного эксперимента Смита-Парселла был проведен ряд экспериментальных исследований этого типа излучения в миллиметровом диапазоне, в дальнем инфракрасном диапазоне, инфракрасном, видимом и ультрафиолетовом диапазоне [4-7]. Однако сравнение с существующими в то время теоретическими моделями сводилось, в основном, к проверке соотношения (1).

Первая строгая теория излучения Смита-Парселла была разработана Ван-ден-Бергом [8-10]. Его метод применим для произвольного периодического профиля решетки. Угловое распределение энергии излучения для n-го порядка дается выражением:

$$\frac{dW_n}{d\Omega} = 2\pi\alpha\hbar c \frac{n^2}{D} N \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \Phi}{\left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \sin \Phi\right)^3} |R_n|^2 \exp\left(-\frac{4\pi d}{\lambda\beta\gamma} \sqrt{1 + (\beta\gamma \cos \Phi)^2}\right), \quad (2)$$

где α -константа тонкой структуры, N - число периодов решетки, d -расстояние от пучка до решетки, $|R_n|^2$ – радиационный фактор, который определяется профилем решетки и энергией электронов, γ - Лоренц фактор, λ -длина волны излучения, D -период решетки, n -порядок дифракции, $\beta=v/c$ – отношение скорости электрона к скорости света, θ, Φ -- углы вылета фотона, показанные на рис.В2. Согласно соотношению (2) интенсивность падает экспоненциально с увеличением прицельного параметра d . Длина взаимодействия

$$h_{\text{int}} = \frac{\lambda\beta\gamma}{4\pi},$$

определяет эффективность “связи” между пучком и решеткой. В эксперименте [2] размер пучка электронов 0,15 мм был много больше, чем длина взаимодействия $h_{\text{int}} \approx 10^{-8}$ м, однако выход монохроматических фотонов в оптическом диапазоне для пучка электронов с энергией 300кэВ и током 5мкА был достаточен для детектирования фотометрическим методом.

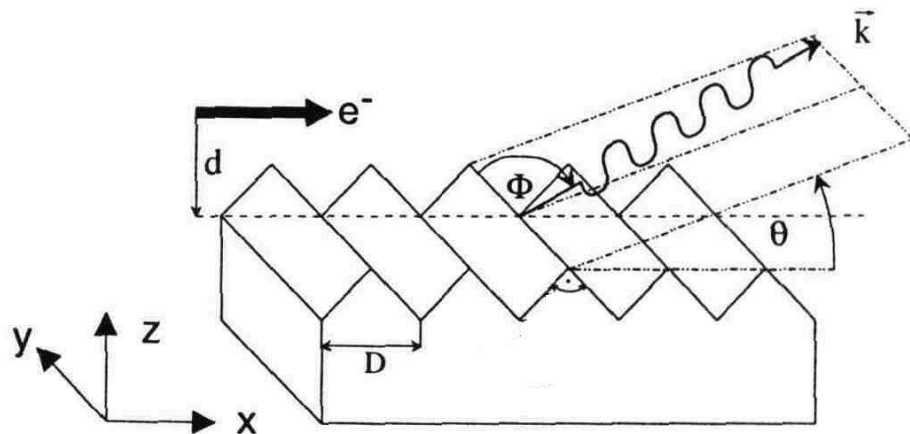


Рис.В2 Схема, иллюстрирующая процесс излучения Смита-Парселла.

Почти через десять лет после опытов Смита-Парселла появились указания на создание генератора электромагнитного излучения, основанного на том же принципе [11]. Прибор этот был разработан в лаборатории фирмы “Варо” и назван варотроном. Источником излучения в нем служат электроны, движущиеся вблизи дифракционной решетки. Варотрон позволял легко менять излучаемую частоту в диапазоне длин волн от 10^{-4} до $0,5 \cdot 10^{-4}$ см. т.е. в инфракрасной области спектра до границ видимого света. Наряду с излучением на основной гармонике варотрон давал также излучение на высших гармониках вплоть до ультрафиолета. Чуть позднее появилось описание еще одного прибора, основанного на взаимодействии электронного луча с периодической

дифракционной структурой [12]. Схема прибора, названного авторами оротроном (прибор с открытым резонатором и отражающей решеткой), изображен на рис.В3.

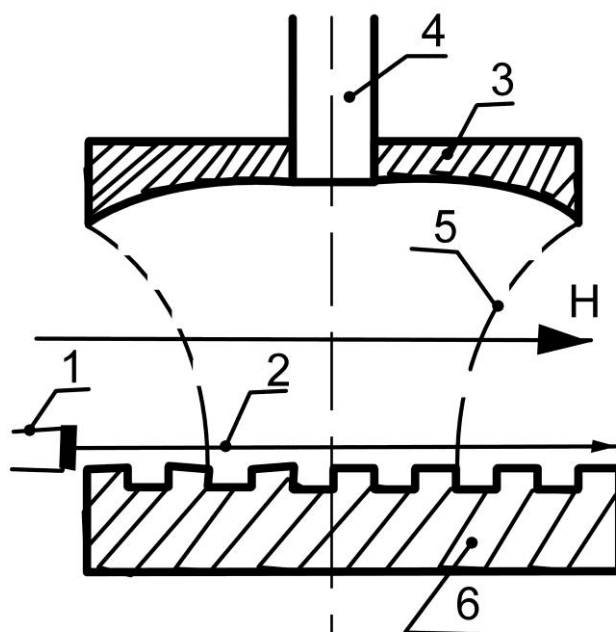


Рис.В3 Схема оротрона: 1 – электронная пушка; 2 – электронный пучок; 3 – сферическое зеркало; 4 – волновод; 5 – каустика, ограничивающая поле; 6 – гребенчатая замедляющая структура [12].

Открытый резонатор образован плоским и сферическим зеркалами, расстояние между которыми можно плавно изменять. На поверхности плоского зеркала нанесена гребенка. Генерируемая в резонаторе мощность выводится из него через отверстие в сферическом зеркале. Плоский электронный пучок создавался диодной пушкой, формировался с помощью диафрагмы и ускорялся постоянным или импульсным напряжением. В приборе наблюдалась генерация волн миллиметрового диапазона, причем частота зависела от расстояния между зеркалами и ускоряющего напряжения. Выходная мощность почти линейно зависела от тока пучка. Так при токе ~ 1 А импульсная выходная мощность на длине волны 8,1 мм составляла около 4 Вт. Гораздо позднее в 90-х годах были предложены еще несколько схем оротронов [13].

Большой интерес к излучению Смита-Парселла вновь возник в 80-х годах, когда была предложена схема лазеров на свободных электронах, основанная на этом эффекте [14-24]. Детальное изучение эффекта Смита-Парселла может привести к созданию компактного генератора излучения в инфракрасном и субмиллиметровом диапазонах.

В 1984 году группой исследователей Тель-Авивского Университета была опубликована статья [15] с результатами исследования угловых характеристик излучения Смита-Парселла.

В эксперименте был использован электронный микроскоп “Philips EM300” с параметрами пучка: ток – 0,25 мкА, диаметр в фокусе 200 мкм, расходимостью меньше чем 1 мрад, энергией пучка 60, 80, или 100 кэВ ($\beta=0,443$; 0,503 и 0,560 соответственно). Использовалась алюминиевая решетка с размерами 2,5×2,5 см., с числом 1800 линий на миллиметр. Коллимированное излучение детектировалось при помощи фотоумножителя “Hamamatsu R-936”. Измерения проводились для $n=2$ второго порядка дифракции и исследовалась зависимость выхода излучения от углов θ и Φ (рис.В2). В этом случае дисперсионное соотношение принимает вид:

$$\lambda_n = -\frac{D}{n} \left(\frac{c}{v_0} - \cos \theta \sin \Phi \right), \quad (3)$$

В эксперименте угол Φ менялся в диапазоне углов от 0° до 90° , угол θ устанавливали 90° , 113° , 106° На (рис.В4,В5) показаны основные экспериментальные результаты их работы.

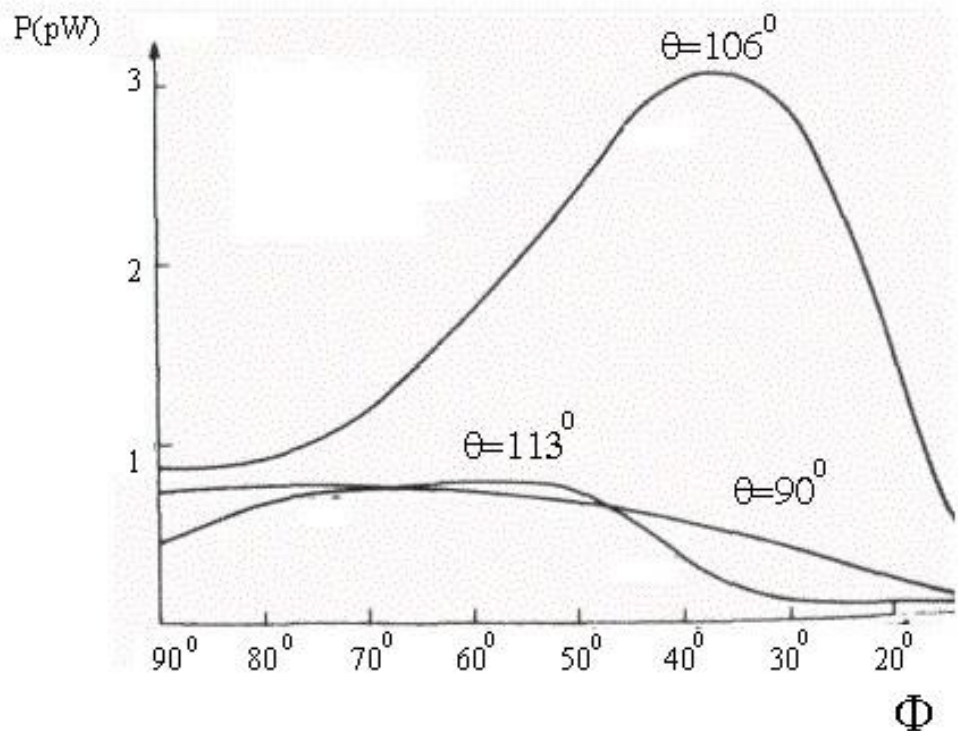


Рис.В4 Мощность выхода излучения в зависимости от угла Φ для различных значений угла θ [15].

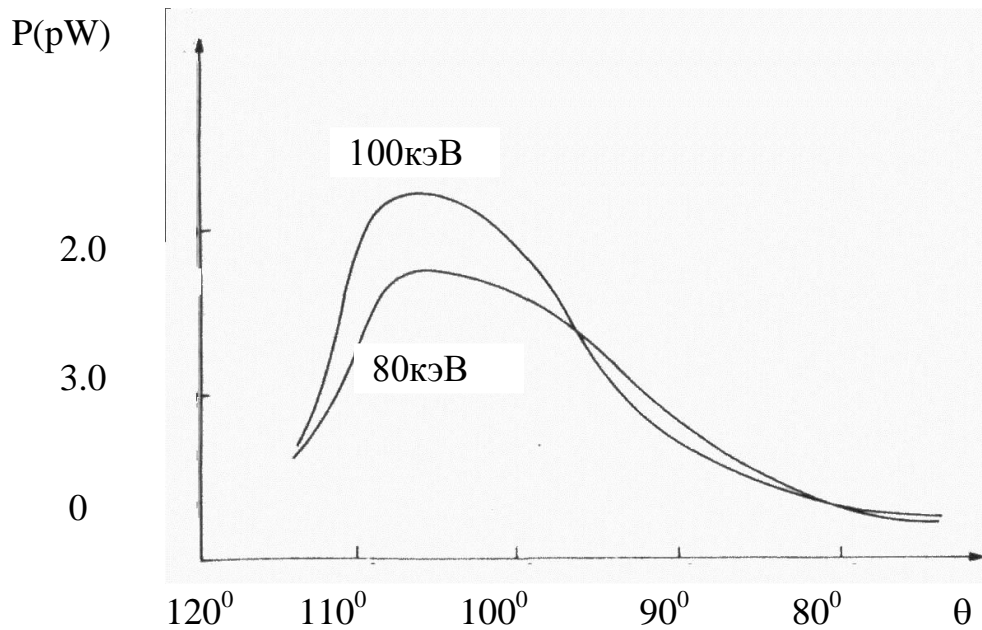


Рис.В5 Мощность выхода излучения в зависимости от изменяющегося угла θ [15].

В работе авторы сделали основной упор на проверку теоретических моделей Салисбери [4] и Ван ден Берга [8]. Авторы получили хорошее согласие между экспериментальными данными и расчетами по теории Ван ден Берга [8]. Механизм излучения, предложенный Салисбери, был проанализирован и показано несовпадение предсказанного и измеренного выхода мощности излучения.

В 1989 году группа калифорнийских исследователей публикует результаты работы по изучению эффекта Смита-Парселла [16-21] с помощью установки показанной на рис.В6. Основной вывод работы сводится к утверждению, что малогабаритные

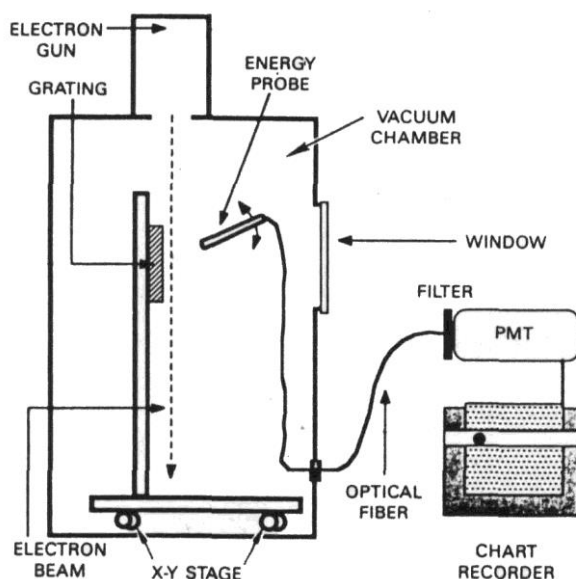


Рис.В6 Схема установки [16-21].

установки с использованием нерелятивистских электронных пучков позволят создать источник монохроматического излучения с регулируемой длиной волны. Используя оптические фильтры и изменяя полярный угол наблюдения, они показали полное совпадение измеренной длины волны излучения с расчетом по дисперсионному соотношению (1).

Эксперимент проводился с помощью небольшой электронной

пушки и системы фокусировки пучка, помещенной в камеру размером приблизительно 60×60×90см. Установка могла обеспечить пучок электронов с током до 30 мА и энергией до 150 кэВ. Исследование характеристик излучения проводилось достаточно оригинальным способом. Сам фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) не перемещался при измерении зависимости мощности излучения от полярного угла, вместо него перемещался зонд, соединенный с ФЭУ при помощи оптоволоконного кабеля. Таким образом, они решили сразу ряд проблем: ФЭУ теперь не реагировал на рассеянный свет от катода; не фиксировалось тормозное излучение, получаемое рассеянными электронами.

Решетка с периодом 0,556мкм, используемая в этих измерениях, была полностью изготовлена из никеля Ni (тугоплавкий материал по сравнению с ранее используемым алюминием). Период решетки составлял ~0.556 мкм. Использовался фотоумножитель Hamamatsu-R666 с GaAs(Cs) фотокатодом, спектральная чувствительность которого лежит в диапазоне (0,185-0,91мкм). На рис.В7 показана зависимость длины волны излучения для решетки с периодом 0,556мкм и энергии пучка электронов 100кэВ ($\beta=0,55$) от угла наблюдения.

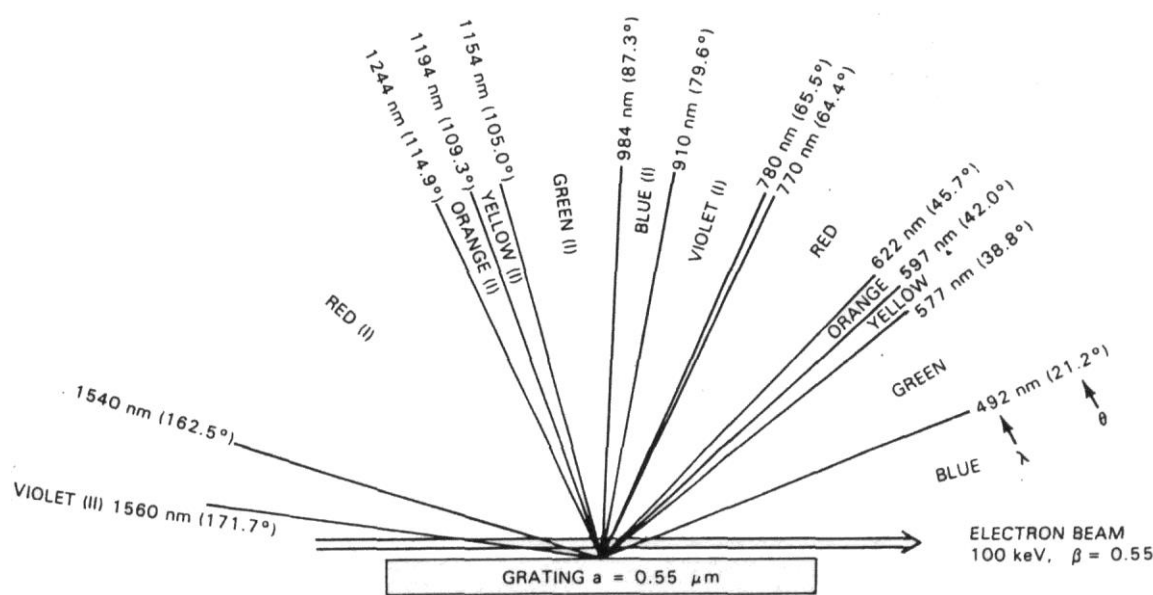


Рис.В7 Угловое распределение излучения Смита-Парселла [16-21].

Для периода решетки $D=0,5\mu\text{м}$, энергии электрона $\beta=0,55$, плотности электронного пучка $n=2\times 10^6$ электрон/см³, и угла наблюдения $\theta=75^\circ$, теоретический расчет дал оценку мощности излучения $P_{\text{теор.}}=6\times 10^{-10}$ Вт/см²·стерад по сравнению с измеренной мощностью 30мкВт/см²·стерад. Измеренная мощность оказалась в 5×10^4 раза больше чем расчетная мощность. В работах [20-21] авторы предложили модель, которая могла бы

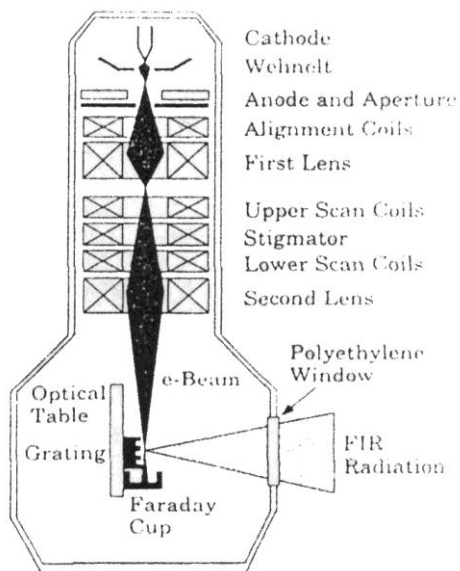


Рис.В8 Схема экспериментальной установки на базе электронного микроскопа [22].

описать полученные результаты, однако до сих пор предложенная модель не проверялась экспериментально.

Следует указать, что работы по исследованию эффекта Смита-Парселла проводились не только в оптическом диапазоне длин волн, но также и в инфракрасном. В 1997 году опубликованы результаты исследований для диапазона длин волн от 30 до 1000 мкм [22]. Экспериментальная установка была создана на базе электронного микроскопа. Установка обеспечивала цилиндрический пучок электронов энергией 20-40кэВ, диаметром около ≈ 20 мкм в фокусе и током ≤ 1 мА. Использовались решетки прямоугольного

профиля с периодом от 128 до 308 мкм. Детектирование излучения проводили под углом $\theta=90^0$ к поверхности решетки при помощи интерферометра Майкельсона. Схема экспериментальной установки приведена на рис.В8.

Длины волн, соответствующие пиковым сигналам, измеренные с помощью монохроматора, находятся в хорошем согласии с предсказанным дисперсионным соотношением (1) (см. рис.В9).

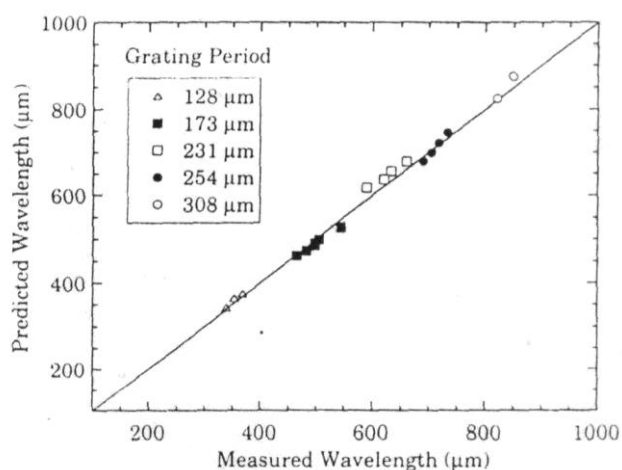


Рис.В9 Длины волн, соответствующие пиковым сигналам для различных энергий пучка от 20-40кэВ, показаны значками. Сплошная линия теоретический расчет [22].

Кроме того, сеточный поляризатор использовался, для того чтобы подтвердить, что излучение поляризовано. Показано согласие эксперимента и расчета, по модели Ван-ден-Берга для мощности излучения. Расчетное значение мощности $8\text{пВт}/(\text{мкА}\cdot\text{см}^{-1})$ разумно согласуется с экспериментальным для 100-200 мкА пучка – 100 пВт.

Одной из последних работ по изучению эффекта Смита-Парселла можно назвать исследование, проведенное японской группой [23] (см. рис.В10). Изучение излучения Смита-Парселла проводилось в диапазоне длин волн от 350÷750 нм. В эксперименте использовалась установка на основе ускорителя Ван де Граафа, которая обеспечивала электронный пучок с током более 10 мкА и энергией до 45 кэВ (или с током 5 мкА и энергией 80 кэВ). Решетки использовались с периодом 0,56 и 0,83 мкм. Измерения, сделанные под углом в 80° относительно электронного пучка, показали хорошее согласие с дисперсионным соотношением (1). Измерения были проведены для 2 и 3 порядков с энергий пучка выше, чем 45 кэВ, 3 и 5 порядки для низших энергий (15-25кэВ). В этой работе исследователи указали и оценили вклад переходного излучения.

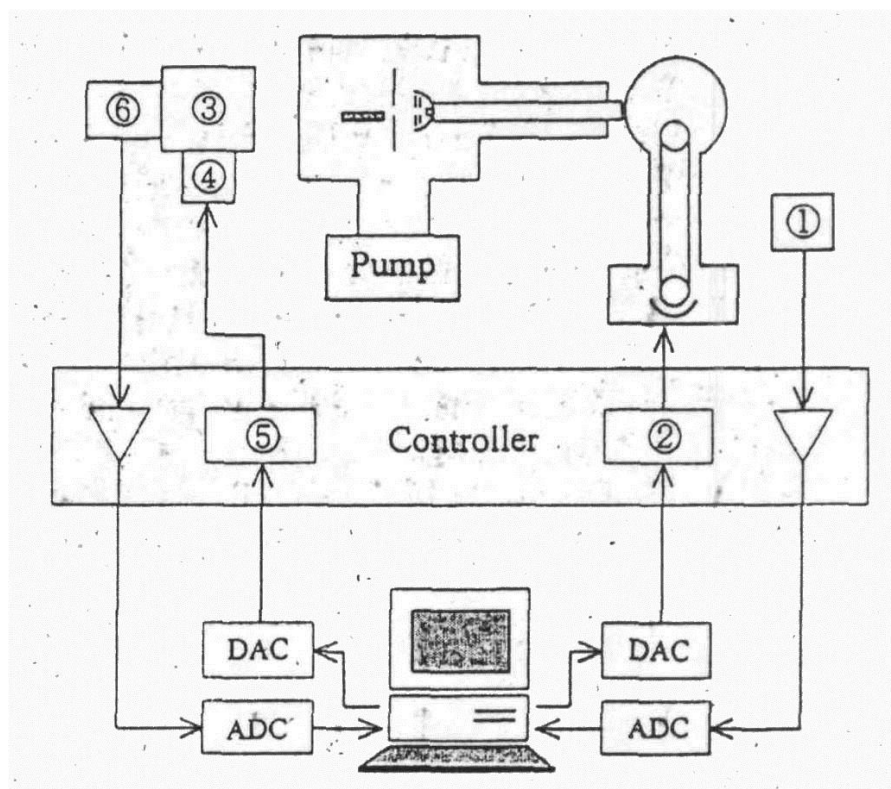


Рис.В10 Блок схема экспериментальной установки: 1 датчик измерения напряжения ускорителя Ван де Граафа; 2 система управления ускорителем; 3 спектрометр; 4 шаговый двигатель; 5 система управления шаговым двигателем; 6 ФЭУ [23].

Было показано, что для низкоэнергетических пучков с небольшими токами требуется приближать пучки к решетке как можно ближе, чтобы зафиксировать эффект. Но при этом возникает переходное излучение, появляющееся при касании электронов металлической поверхности решетки.

Пример измеренного спектра показан на рис.В11. Здесь показаны спектры в диапазоне длин волн от 300 до 800 нм для энергий пучка 35 кэВ, 60 кэВ и током 10 мкА, 2 мкА соответственно. Ширина спектрального разрешения монохроматора составляла примерно 20 нм. Калибровка системы проводилась He-Ne лазером.

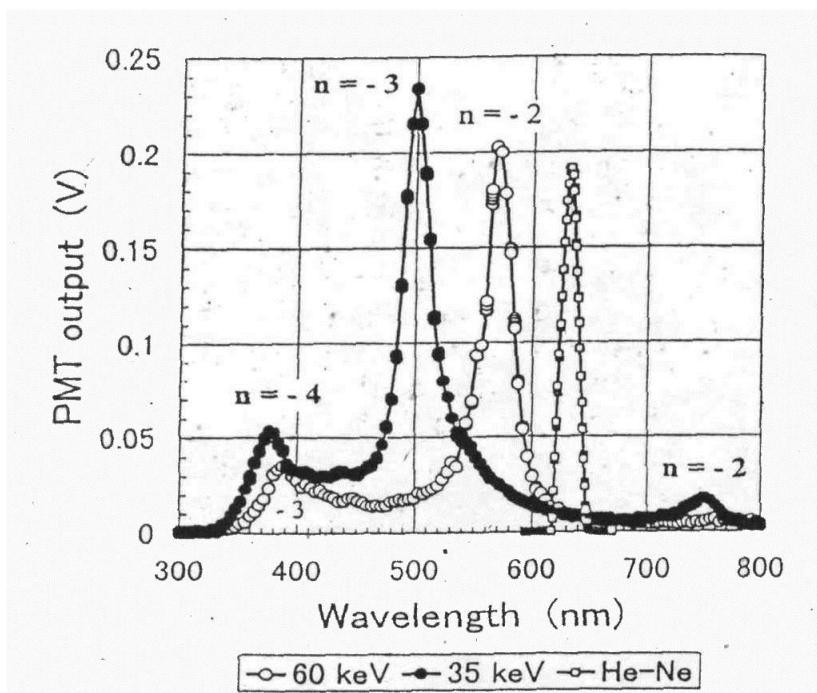


Рис.В11 Спектр излучения Смита-Парселла, измеренный в эксперименте [23]. Здесь же показан спектр He-Ne лазера (правый пик).

Для низких энергий электронов и оптических длин волн интенсивность излучения, генерируемого электронным пучком, проходящим возле поверхности решетки, быстро ослабляется, если расстояние между пучком электронов и решеткой увеличивается, что хорошо видно из формулы (2).

Оценка мощности излучения Смита-Парселла в большинстве экспериментах с пучками электронов, касающихся поверхности решетки становится возможной, если отделить полезное излучение СП и конкурирующий механизм, например переходное излучение, генерируемое электронами, взаимодействующими с материалом решетки. Для релятивистских энергий, расстояние между пучком электронов и поверхностью решетки

можно увеличить и избежать фоновых излучений, появляющихся при взаимодействии электронов с поверхностью решетки.

Целью экспериментов, представленных в диссертации [24], являлось исследование характеристик излучения СП ультрарелятивистских электронов с энергией 855 МэВ. Излучение генерировалось при помощи электронного пучка, получаемого на Микротроне МАМІ. Излучение СП в видимом спектральном диапазоне отделялось от фоновых компонент, таких как синхротронное и переходное излучение. Последнее излучалось, когда электроны взаимодействовали с материалом решетки. Интенсивность излучения СП сравнивалась с теоретическими расчетами, основанными на теории Ван-ден-Берга и скалярной моделью, развитой в цитируемой работе.

Экспериментальная установка показана на рис.В12. Решетка была установлена вместе с системой диагностики пучка, состоящей из сканирующей проволоки и ZnS экрана. Гониометр позволял менять расстояние и угол между пучком электронов и поверхностью решетки с точностью 1 мкм и 0.01° . Алюминиевая поверхность решетки была электрически соединена с усилителем постоянного тока, который измерял ток вторичной эмиссии I_{sec} , возникающий при взаимодействии релятивистских электронов с поверхностью решетки.

В месте расположения решетки пучок электронов энергией 855МэВ фокусировался до размера $\Delta z=2\text{мкм}$ в фокусе.

Детектирующая система состояла из фотоэлектронного умножителя (РМ, Hamamatsu R647-P), линзы вместе со щелью, задающей угловое разрешение системы, и стеклянного цветного фильтра, задающего спектральное разрешение с интервалом длин волн примерно $\Delta\lambda=30\text{нм}$.

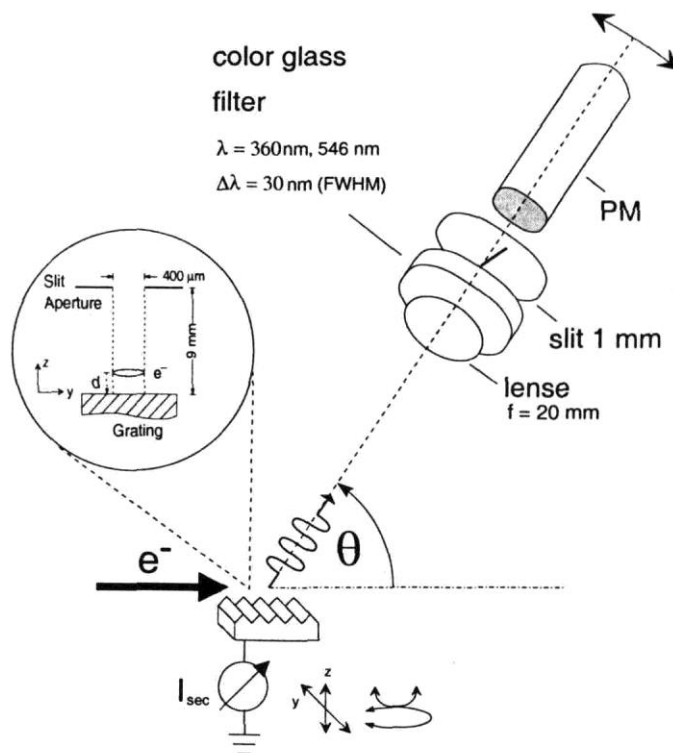


Рис.В12 Схема экспериментальной установки [24].

Расстояние между линзой и решеткой составляло 195мм. На врезке рис.В12 показана апертура щели в перпендикулярном направлении к пучку электронов. Две измерительных системы были установлены на штанге вращающегося спектрометра под углом $\Phi=90^0$, позволяющей одновременно измерять выход излучения с длинами волн $\lambda=360\text{nm}$ и $\lambda=546\text{nm}$.

В эксперименте решетки устанавливались на фиксированных расстояниях d по отношению к пучку, а спектр измерялся при изменяющемся угле θ . Для исследования зависимости от расстояния d , решетка передвигалась с шагом, задаваемым гониометром, по отношению к пучку электронов.

На рис.В13. показано угловое распределение излучения СП, полученное в эксперименте для длин волн $\lambda=360\text{nm}$ и $\lambda=546\text{nm}$. На рисунке показано положение максимумов, которые находятся в хорошем согласии с расчетом из уравнения (1). На следующем этапе измерялась интенсивность как функция от расстояния d , которая описывается экспоненциальной зависимостью (2).

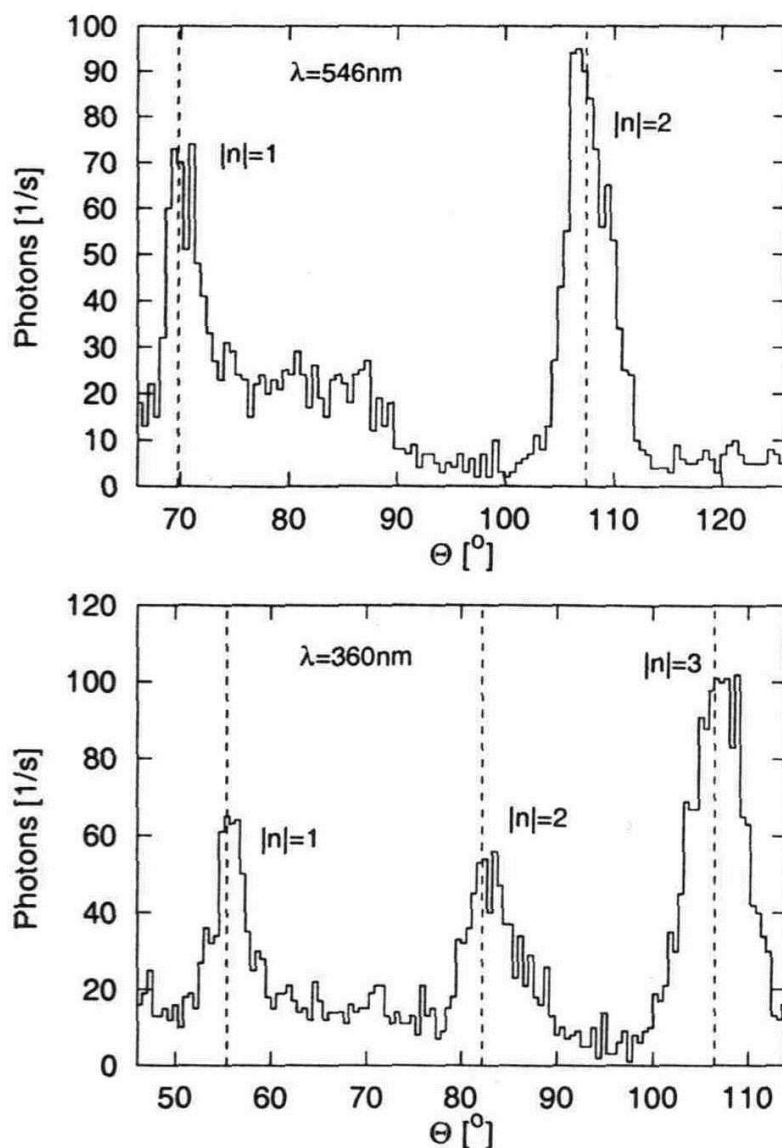


Рис.В13. Экспериментальная интенсивность фотонов в зависимости от угла наблюдения θ . Измерения выполнены для решетки с периодом 0,833нм на расстоянии $d=127\text{мкм}$ между пучком электронов и поверхностью решетки. Пунктирные вертикальные линии – расчетные значения для дифракционных порядков $|n|=1, 2, 3$ [24].

Интенсивность максимума в зависимости от расстояния d показана на рис.В14а. Для расстояния $d > 25\text{мкм}$ интенсивность излучения СП для обеих длин волн уменьшается экспоненциально по закону $P_n = A \exp(-d/\Lambda)$, где постоянная Λ находилась подгонкой. На рис.В14б показан ток вторичной эмиссии. Сравнение излучения в диапазоне расстояний

от $0 < d < 25 \mu\text{м}$ и изменения тока вторичной эмиссии показывает, что в этом диапазоне прицельных параметров излучение является оптическим переходным излучением (ОПИ). Следует отметить, что соотношение (1), полученное из общих принципов остается справедливым и для резонансного переходного излучения, т.е. при пересечении релятивистским электроном периодически расположенных “гребней” решетки. Таким образом, излучение при $d > 25 \mu\text{м}$ можно рассматривать как “чистое” излучение СП.

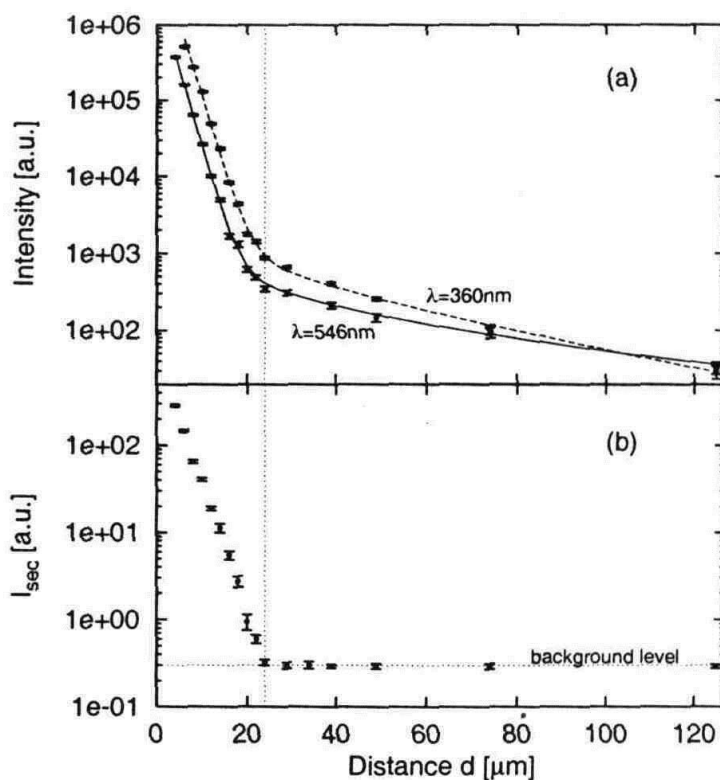


Рис.В14. (а) Зависимость интенсивности излучения для длин волн $\lambda=360\text{нм}$ и $\lambda=546\text{нм}$ и (б) тока вторичной эмиссии от расстояния между пучком электронов и решеткой (прицельного параметра). Измерения проводились для фиксированных углов $\theta_1=55,4^\circ$ и $\theta_1=69,8^\circ$ [24].

Авторам цитируемой работы удалось избавиться практически от всех конкурирующих излучений и зафиксировать в чистом виде излучение Смита-Парселла для энергии пучка электронов 855МэВ.

Таким образом, к моменту начала исследований, положенных в основу диссертации, было разработано несколько теоретических моделей, описывающих излучение СП в оптическом диапазоне для электронов с энергией $E \leq 100\text{кэВ}$, результаты которых отличались более чем на порядок (например [15] и [16]).

Практически во всех проведенных экспериментах на подобных электронных пучках отсутствовал контроль за вкладом фоновых процессов излучения от электронов, непосредственно взаимодействующих с поверхностью мишени.

Наконец, все созданные модели описывают процесс излучения СП для электронов, пролетающих строго параллельно поверхности решетки. В реальных условиях эксперимента электронный пучок обладает конечным эмиттансом, который необходимо учитывать при проведении сравнения теории с экспериментом.

В первой главе диссертации, кратко описаны теоретические модели излучения СП (модель Ван ден Берга [8] для абсолютно проводящих поверхностей и модель, разработанная Кретчмаром [27] и пригодная для треугольного профиля решетки).

Во второй главе детально описана экспериментальная установка, в том числе технические характеристики каждого из отдельных ее узлов.

В третьей главе представлены результаты экспериментальных исследований оптического переходного излучения электронов с энергией $E \leq 75 \text{ кэВ}$, поскольку именно этот механизм является фоновым при исследовании эффекта СП.

В четвертой главе приведены результаты экспериментальных исследований излучения СП для пучка электронов с энергией $E \leq 75 \text{ кэВ}$ для решеток с синусоидальным и треугольным профилем. Показана модель позволяющая рассчитывать характеристики СП с учетом конечного эмиттанса пучка и проведено сравнение расчетных результатов с экспериментальными данными.

В заключении формулируются основные результаты диссертации и приведены выводы о возможностях использования созданной экспериментальной установки для генерации излучения СП в диапазоне длин волн $\sim 30 \text{ мкм}$, где ожидается наибольший коэффициент полезного действия (КПД) генерации.

Цель работы:

1. Экспериментальное и теоретическое исследование характеристик ИСП в оптическом диапазоне длин волн.
2. Измерение интенсивности ИСП при гарантированном отсутствии взаимодействия электронного пучка с решеткой.
3. Разработка модели, позволяющей рассчитывать характеристики ИСП с учетом конечного эмиттанса пучка и проведение сравнения расчетных результатов с экспериментальными данными.
4. Определение диапазона длин волн для генерации ИСП с максимальным КПД на электронном пучке с заданным эмиттансом.

1. Теоретические модели, описывающие эффект Смита-Парселла.

Положение линии в спектре излучения определяется периодом структуры, а интенсивность излучения зависит от прицельного параметра практически экспоненциально. Для определения других свойств излучения, например углового или спектрального распределения, необходимо рассматривать конкретную физическую модель периодической структуры. Первая оценка интенсивности излучения была сделана в уже обсуждавшейся работе Смита Парселла [3]. Простая модель дифракционной решетки, принятая Смитом и Парселлом для оценки интенсивности излучения, была использована в работе Ишигуро и Тако [5]. В этой работе делается попытка построить более точно изображение источника относительно криволинейной, идеально проводящей поверхности и оценить влияние формы отражающей решетки на величину и ориентацию дипольного момента эффективного источника излучения. Первыми, кто уделил большое внимание рассмотрению моделей, которые позволяют получить точное решение задачи были Болотовский и Воскресенский [28]. Законченный вариант теории для идеальной решетки в нерелятивистском случае был предложен Ван ден Бергом [8-10].

1.1. Теория Ван ден Берга.

Ван ден Берг оперирует в своей теории, описывающей эффект Смита-Парселла, электромагнитными полями, индуцируемыми зарядом, движущимся над решеткой, которые взаимодействуют с периодической структурой дифракционных решеток. Определение факторов отражения R_n и вместе с тем интенсивности излучения следует из решения задачи с граничными условиями для электромагнитного поля равномерно распределенного заряда в идеальной, электрически проводящей периодической поверхности. Решение пограничной проблемы разрабатывалось Ван ден Бергом по аналогии с дифракцией световой волны в решетке и формулировалось для случая равномерно затухающих волн.

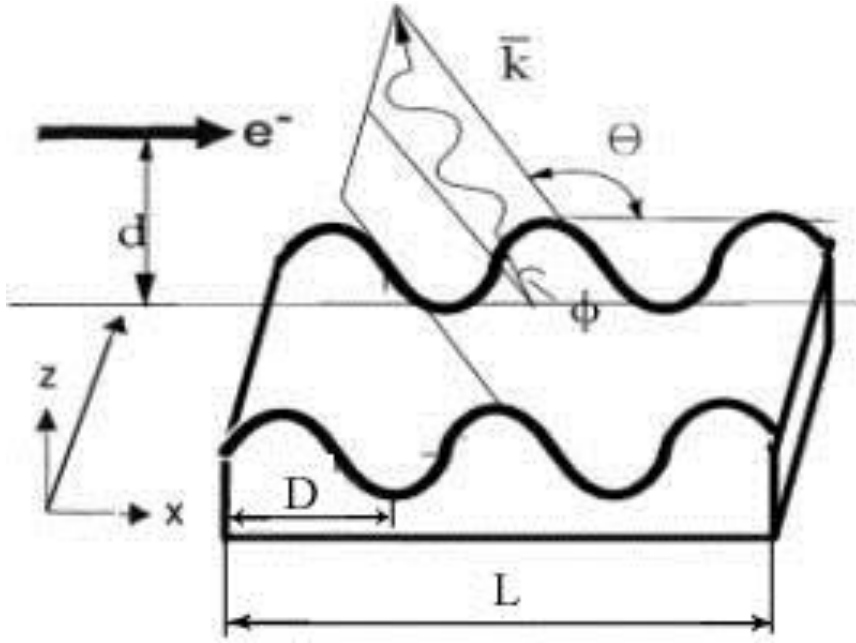


Рис.1.1. Определение геометрии модели Ван ден Берга.

Геометрия расположения решетки и пучка рассматриваемая в теории показана на рис.1.1. Электрон пролетает вдоль решетки на расстоянии $d=z_0-z_{\max}$ с постоянной скоростью поперек канавок решетки. Точка $z = 0$ расположена в нижнем, z_{\max} в верхнем положении канавки решетки, θ , Φ углы направления излучения, D - период решетки, L - длина решетки, \vec{k} -- волновой вектор.

1.1.1 Электромагнитное поле пучка электронов.

Взаимодействующее с решеткой поле электрона выводится из решения уравнений Максвелла.

$$\begin{aligned} (\vec{\nabla} + i\vec{k}_y) \times \vec{H}^i + i\omega\epsilon_0\vec{E}^i &= \vec{I} \\ (\vec{\nabla} + i\vec{k}_y) \times \vec{E}^i - i\omega\mu_0\vec{H}^i &= 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

где \vec{E}^i и \vec{H}^i являются компонентами Фурье электрического и магнитного полей,

$$\begin{aligned} \vec{E}^i(x, y, z, t) &= \frac{1}{2\pi^2} R \left[\int_0^\infty d\omega \int_{-\infty}^\infty dk_y \vec{E}^i(x, z; k_y, \omega) e^{i(k_y y - \omega t)} \right] \\ \vec{H}^i(x, y, z, t) &= \frac{1}{2\pi^2} R \left[\int_0^\infty d\omega \int_{-\infty}^\infty dk_y \vec{H}^i(x, z; k_y, \omega) e^{i(k_y y - \omega t)} \right], \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\vec{I}(x, z; k_y, \omega) = q e^{ik_{x,0}x} \delta(z-d) \vec{e}_x. \quad (1.3)$$

где $\vec{I}(x, z; k_y, \omega)$ описывает ток, связанный с движением заряда q .

$$k_{x,0} = \frac{k_0}{\beta}, \text{ где } k_0 = \frac{\omega}{c}.$$

Так как в распределении заряда q остается только x -компонента, можно показать из уравнений Максвелла (1.1), что поля определены однозначно y -компонентами \vec{E}^i и \vec{H}^i . Применение оператора $\vec{\nabla} \times$ в уравнениях (1.1) приводит к решениям Гельмгольца.

$$\begin{aligned} E_y^i(x, z; k_y, \omega) &= \frac{q}{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{k_y}{k_0} \frac{k_{x,0}}{k_{z,0}} e^{i(k_{x,0}x + k_{z,0}|z - z_0|)} \\ H_y^i(x, z; k_y, \omega) &= -\frac{q}{2} \text{sign}(z - z_0) e^{i(k_{x,0}x + k_{z,0}|z - z_0|)}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Волновые вектора определены, как $k_{z,0} = \sqrt{k_0^2 - k_{x,0}^2 - k_y^2}$ и являются при этом мнимыми, так что поля в уравнениях (1.4) в поперечном направлении представляют равномерно затухающие волны.

1.2. Отраженное поле.

Отраженное поле определяется суперпозицией исходных полей, $\vec{E}^r = \vec{E} - \vec{E}^i$, $\vec{H}^r = \vec{H} - \vec{H}^i$, причем $E(x, y, z, t)$ и $H(x, y, z, t)$ являются полями над решеткой. Отраженные поля можно представлять также как интегралы Фурье, компоненты которых получены из уравнений Максвелла:

$$\begin{aligned} (\vec{\nabla} + i\vec{k}_y) \times \vec{H}^r + i\omega\varepsilon_0 \vec{E}^r &= 0 \\ (\vec{\nabla} + i\vec{k}_y) \times \vec{E}^r - i\omega\mu_0 \vec{H}^r &= 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

Дополнительно учитывается пограничное условие связи между падающим на решетку и отраженным полем. В случае идеальной поверхности имеем:

$$\vec{n} \times (\vec{E}^i + \vec{E}^r) = 0. \quad (1.6)$$

Вектор нормали \vec{n} направлен от поверхности решетки внутрь. Как в случае плоского поля можно сократить решение уравнений Максвелла с двух векторных величин \vec{E}^r , \vec{H}^r до решения для двух скалярных величин E^r , H^r . Поэтому появятся два случая поляризации: В случае Е-поляризации $E_y \neq 0, H_y = 0$.

Уравнение Гельмгольца для отраженного поля дается

$$(\partial_x^2 + \partial_z^2)E_y^r + (k_0^2 - k_y^2)E_y^r = 0, \quad (1.7)$$

с пограничным условием $E_y = 0$ для всего поля на решетчатой поверхности.

В случае Н-поляризации. $H_y \neq 0, E_y = 0$

уравнения Гельмгольца можно записать аналогично

$$(\partial_x^2 + \partial_z^2)H_y^r + (k_0^2 - k_y^2)H_y^r = 0, \quad (1.8)$$

с пограничным условием $n \cdot \vec{\nabla} H_y = 0$.

При учете пространственной периодичности решетки в x-направлении и x-зависимости взаимодействующего поля и требования, что каждый элемент решетчатой поверхности решетки согласно принципу Гюйгенса образует вторичные источники для электромагнитного излучения, решение уравнений Гельмгольца (1.7) и (1.8) в области $z_{\max} < z < \infty$ получаем:

$$\begin{aligned} E_y^r(x, z; k_y, \omega) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_n^r(k_y, \omega) \cdot e^{i(k_{x,n}x + k_{x,n}z)} \\ H_y^r(x, z; k_y, \omega) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_n^r(k_y, \omega) \cdot e^{i(k_{x,n}x + k_{x,n}z)} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Компоненты волнового вектора \vec{k} записываются следующим образом:

$$k_{x,n} = k_{x,0} + 2\pi \frac{n}{D}, \quad k_{x,0} = \frac{k_0}{\beta}, \quad (1.10)$$

Наблюдение отраженных полей в дальней зоне возможно только, если $k_{z,n}$ является вещественным. Поэтому через углы наблюдения θ , Φ согласно (рис.1.1) выражаются компоненты волнового вектора отраженного поля, которые имеют вид:

$$\begin{aligned} k_{x,n} &= k_0 \cos \theta \sin \Phi \\ k_y &= k_0 \cos \Phi \\ k_{z,n} &= k_0 \sin \theta \sin \Phi \end{aligned} \quad (1.11)$$

Из уравнений (1.10) и (1.11) легко получить основное дисперсионное соотношение:

$$n \cdot \lambda = D \cdot \left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \sin \Phi \right), \quad (1.12)$$

Зная распределение отраженных полей E^r , H^r (1.9) можно найти интенсивность отраженной и падающей волны. Выражение мощности излучения, n -го порядка решетки, одного стрипа решетки, для единичного телесного угла наблюдения дается выражением [24]:

$$\frac{dW_n}{d\Omega} = \frac{q^2 n^2}{2D\mathcal{E}_0} \cdot \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \Phi}{(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)^3} \cdot |R_n|^2 \cdot e^{-k(\Phi)d}, \quad (1.13)$$

$$k(\Phi) = \frac{1}{h_{\text{int}}} \cdot \sqrt{1 + (\beta\gamma \cos \Phi)^2}, \quad h_{\text{int}} = \frac{\lambda\beta\gamma}{4\pi}$$

\mathcal{E}_0 - диэлектрическая проницаемость. Из уравнения (1.13) следует, что наряду с экспоненциальным фактором интенсивность излучения Смита-Парселла определяется радиационным фактором $|R_n|^2$, который вычисляется на основе формулы (1.14).

$$R_n = 2e^{-ik_{x,0}d} \int_0^L ds B_n(s) X(s) \quad (1.14)$$

Для вычисления интеграла (1.14) вводятся обобщенные координаты:

$$B_n(x, z) = -\frac{i}{2k_{z,n}D} e^{ik_{x,0}x} (\vec{n} \cdot \vec{\nabla}) e^{-i(k_{x,n}x - k_{z,n}z)} \quad (1.15)$$

Параметры профиля решетки задаются функциями $x = f(s)$ и $z = g(s)$ ($0 < s < L$).

$$X(x, z) = e^{-ik_{x,0}x} \frac{H_y}{q}$$

$$Y(x, z) = e^{-ik_{x,0}x} \frac{H_y^i}{q} \quad (1.16)$$

Вычисление радиационного фактора решетки $|R_n|^2$ по модели Ван-ден-Берга [8-10], представляется весьма громоздким. Поэтому далее будет изложен, более простой способ вычисления радиационного фактора.

1.2. Модель М.Кретчмара

В модели М.Кретчмара также рассматривается электрон, передвигающийся параллельно идеально проводящей поверхности, однако наличие локальных деформаций, (например, канавки решетки) приводит к динамическому изменению индуцированного тока на деформированной поверхности. Периодическая деформация в направлении движения электрона влияет на плотность индуцированного тока, которая является источником электромагнитного излучения.

1.2.1. Изображение заряда электрона на идеально проводящей поверхности.

Если во время t_0 электрон находится на расстоянии a над бесконечной, идеально проводящей плоскостью (см. рис.1.9), то электростатический потенциал в точке (x_0, y_0, z_0) поверх плоскости ($z > 0$) определяется следующим выражением:

$$\Phi_0 = (x_0, y_0, z_0, t_0) = \frac{q}{\sqrt{x_0^2 + y_0^2 + (z_0 - a)^2}} - \frac{q}{\sqrt{x_0^2 + y_0^2 + (z_0 + a)^2}} \quad (1.2.1)$$

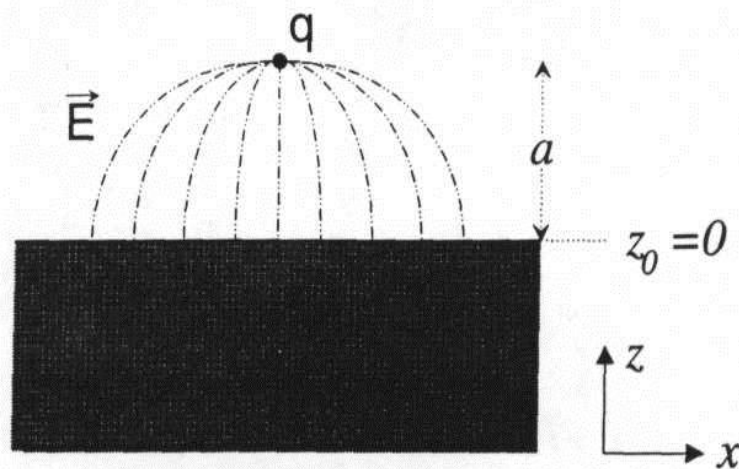


Рис.1.9. Заряд электрона q на расстоянии a , над идеально проводящей поверхностью $z_0=0$. Положение заряда определяется координатами $(x_0, y_0, z_0) = (0, 0, a)$.

На поверхности плоскости $z_0=0$ значение электростатического потенциала $\Phi_0(x_0, y_0, 0, t_0)=0$, и компоненту электрического поля E_z можно выразить из уравнения:

$$E_z(x_0, y_0, 0, t_0) = 4\pi\sigma_0 = -\partial\Phi_0 / \partial z_0 \quad (1.2.2)$$

Здесь σ_0 является индуцированной плотностью заряда на плоскости $z_0 = 0$. Решение уравнений (1.2.1) и (1.2.2) имеет вид:

$$\sigma_0(x_0, y_0, t_0) = -\frac{q}{2\pi} \cdot \frac{a}{[x_0^2 + y_0^2 + a^2]^{3/2}} \quad (1.2.3)$$

Удобно в дальнейшем выводе использование электромагнитного 4-мерного потенциала и тока:

$$\begin{aligned} A_0^\mu(x_0, y_0, z_0, t_0) &= (\Phi_0(x_0, y_0, z_0, t_0), 0, 0, 0) \\ j_0^\mu(x_0, y_0, t_0) &= (c \cdot \sigma(x_0, y_0, t_0), 0, 0, 0) \end{aligned} \quad (1.2.4)$$

Искомые электромагнитные поля, индуцированные на плоскости плотностью тока в лабораторной системе, вызываются зарядом,двигающимся параллельно плоскости с постоянной скоростью. Электрон движется в положительном x -направлении со скоростью $\bar{v} = (v, 0, 0)$. Переход от системы покоя заряда в лабораторную систему (координаты $x^0 = ct$, $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$) происходит посредством преобразований Лоренца:

$$x^\mu = \Lambda_\nu^\mu x_0^\nu \quad (\mu = 0, \dots, 3) \quad (1.2.5)$$

Матрица преобразования Лоренца Λ_ν^μ определяется стандартным образом:

$$(\Lambda_\nu^\mu) = \begin{pmatrix} \gamma & \beta\gamma & 0 & 0 \\ \beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Отсюда имеем после преобразования Лоренца потенциала (1.2.4):

$$\begin{aligned} A^0(x, y, z, t) = \Phi(x, y, z, t) &= \frac{\gamma q}{[\gamma^2(x - vt)^2 + y^2 + (z - a)^2]^{1/2}} - \\ &- \frac{\gamma q}{[\gamma^2(x - vt)^2 + y^2 + (z + a)^2]^{1/2}} \end{aligned} \quad (1.2.6)$$

$$A^1 = \beta A^0, A^2 = A^3 = 0.$$

Для поверхностной плотности заряда получаем аналогично:

$$\sigma(x, y, t) = -\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\gamma qa}{[\gamma^2(x - vt)^2 + y^2 + a^2]^{3/2}} \quad (1.2.7)$$

И для плотности тока индуцированного на поверхности

$$j_x(x, y, t) = -\frac{c}{2\pi} \cdot \frac{\beta\gamma qa}{[\gamma^2(x - vt)^2 + y^2 + a^2]^{3/2}} = v \cdot \sigma(x, y, t) \quad (1.2.8)$$

При этом использовалась запись компонент $j^1 = j_x$, $j^2 = j_y = 0$, $j^3 = j_z = 0$. Фурье-преобразования потенциала (1.2.6) и плотности заряда имеют вид:

$$\sigma(x, y, \omega) = -\frac{qa\omega}{2\pi^2\gamma v^2} \cdot \frac{\exp(i\frac{\omega x}{v})}{\sqrt{y^2 + a^2}} \cdot K_1\left(\frac{\omega}{\gamma v} \sqrt{y^2 + a^2}\right)$$

$$\Phi(x, y, z, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \cdot e^{+i\omega t} \Phi(x, y, z, t) \quad (1.2.9)$$

$$= \frac{q}{\pi v} \exp\left(i\frac{\omega x}{v}\right) \left[K_0\left(\frac{\omega}{\gamma v} \sqrt{y^2 + (z-a)^2}\right) - K_0\left(\frac{\omega}{\gamma v} \sqrt{y^2 + (z+a)^2}\right) \right]$$

где $K_0\left(\frac{\omega}{\gamma v} \sqrt{y^2 + (z-a)^2}\right)$, $K_1\left(\frac{\omega}{\gamma v} \sqrt{y^2 + a^2}\right)$ некоторые функции полученные после интегрирования, ω частота излучения.

1.2.2. Индуцированный ток с учетом деформации проводящей поверхности.

Если деформированная поверхность описывается уравнением $z=h(x,y)$ (см. рис.1.10), то индуцированный ток, текущий по поверхности, определяется граничными условиями, а именно ток всегда должен совпадать по направлению с касательной к деформированной поверхности. Из этого условия, а также из закона сохранения заряда модифицируются одновременно x - и y - компоненты плотности тока.

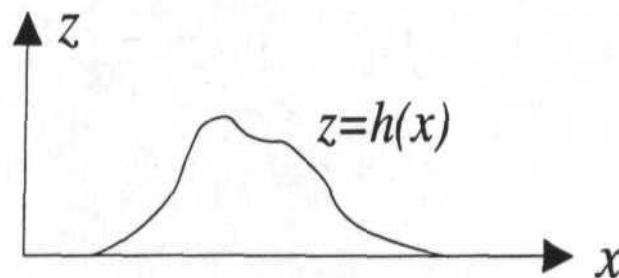


Рис.1.10 Локальная деформация описывается уравнением $z=h(x,y)$. Если деформация параллельна оси- y , уравнение заменяется на $z=h(x)$.

Точное решение проблемы требует точного учета граничных условий, как это, например, проводится в теории Ван ден Берга. Решение задачи по модели Кретчмара более интуитивно, но намного более наглядно. В простейшем случае канавки решетки параллельны к y -направлению и описываются выражением $z=h(x)$. Граничные условия формулируются из требования:

$$\frac{d}{dx} h(x) =: h'(x) = \frac{j_z(x, y, z = h(x), \omega)}{j_x(x, y, z = h(x), \omega)} \quad (1.2.10)$$

Отсюда легко получить уравнение для плотности тока:

$$\begin{aligned} J_x(x, y, z, \omega) &= -\frac{q\omega}{2\pi^2\gamma v} \cdot \frac{(a-h(x)) \cdot e^{i\frac{\omega}{v}x}}{\sqrt{y^2 + (a-h(x))^2}} K_1\left(\frac{\omega}{\gamma v} \sqrt{y^2 + (a-h(x))^2}\right) \cdot \delta(z-h(x)) \\ J_y(x, y, z, \omega) &= 0 \\ J_z(x, y, z, \omega) &= h'(x) \cdot J_x(x, y, z, \omega) \end{aligned} \quad (1.2.11)$$

1.2.3 Интенсивность излучения Смита-Парселла.

В волновой зоне спектрально - угловое распределение интенсивности излучения полностью определяется векторным потенциалом:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = ck^2 r^2 |\vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{A}(\vec{x}, \omega))|^2 \quad (1.2.12)$$

который определяется током:

$$\vec{A}(\vec{x}, \omega) = \frac{e^{ikr}}{cr} \int d^3\vec{x}' e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}'} \vec{J}(\vec{x}, \omega) \quad (1.2.13)$$

Для эффекта Смита-Парселла нужно учитывать вклад результирующего тока (т.е. разности между током частицы \vec{j} и индуцированным током \vec{J}).

$$\vec{A}(\vec{x}, \omega) = \frac{e^{ikr}}{cr} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_{-\infty}^{\infty} dz' e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}'} (\vec{J}(\vec{x}, \omega) - \vec{j}(\vec{x}', \omega)) \quad (1.2.14)$$

Интегрирование компонент векторного потенциала по z' и y' приводит к следующим выражениям:

$$\begin{aligned} A_x(\vec{x}, \omega) &= -\frac{q}{2\pi} \frac{e^{ikr}}{cr} \cdot e^{-ka\sqrt{(\beta\gamma)^{-2} + \cos^2\Phi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx' \{ \vec{J}(x', \omega) - e^{ikx(1/\beta - \cos\theta \sin\Phi)} \} \\ A_y(\vec{x}, \omega) &= 0 \\ A_z(\vec{x}, \omega) &= -\frac{q}{2\pi} \frac{e^{ikr}}{cr} \cdot e^{-ka\sqrt{(\beta\gamma)^{-2} + \cos^2\Phi}} \int_{-\infty}^{\infty} dx' h'(x') \vec{J}(x', \omega) \end{aligned} \quad (1.2.15)$$

При этом можно использовать сокращение

$$\vec{J}(x, \omega) = e^{ikx(1/\beta - \cos\theta \sin\Phi)} \cdot \exp\left[ikh(x)\sqrt{(\beta\gamma)^{-2} + \cos^2\Phi} - ikh(x)\sin\theta \sin\Phi\right] \quad (1.2.16)$$

Периодичность в x -направлении приводит к интегрированию по периоду с последующим суммированием по всем элементам решетки.

$$\begin{aligned} \bar{A}(\bar{x}, \omega) = & -\frac{q}{2\pi} \frac{e^{ikr}}{cr} \cdot e^{-ka\sqrt{(\beta\gamma)^{-2} + \cos^2 \Phi}} \cdot \sum_{j=0}^{N-1} e^{ikD(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)j} \\ & \times \int_0^D dx' [(\bar{J}(x', \omega) - e^{ikx'(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)}) \bar{e}_x + h'(x') \bar{J}(x', \omega) \bar{e}_z] \end{aligned} \quad (1.2.17)$$

Здесь D – период деформаций (решетки), N – число периодов. Электрическое поле вычисляем из выражения:

$$\begin{aligned} \bar{E}(\bar{x}, \omega) = & \frac{q}{2\pi} \frac{e^{ikr}}{cr} \cdot e^{-ka\sqrt{(\beta\gamma)^{-2} + \cos^2 \Phi}} \cdot \\ & \times \left[e^{ik(N-1)\frac{D}{2}(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)} \right] \cdot \frac{\sin^2 \left[\frac{NkD}{2}(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi) \right]}{\sin^2 \left[\frac{kD}{2}(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi) \right]} \\ & \times \underbrace{(-\bar{n}) \times \left(\bar{n} \times k \int_0^D dx' [(\bar{J}(x', \omega) - e^{ikx'(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)}) \bar{e}_x + h'(x') \bar{J}(x', \omega) \bar{e}_z] \right)}_{=:\bar{Q}} \end{aligned} \quad (1.2.18)$$

Суммирование по элементам решетки проводится через сумму геометрической прогрессии. Здесь фактор \bar{Q} (последний множитель в выражении (1.2.18)) зависит от формы отдельного элемента решетки $h(x)$ и в дальнейшем будет называться структурным фактором решетки. Величина $|\bar{Q}|^2$ совпадает с точностью до множителя с фактором отражения $|\bar{R}_n|^2$ из теории Ван ден Берга. Зная поле излучения можно получить выражение для интенсивности излучения для пролетающего электрона ($q=e$):

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha \hbar}{4\pi^2} \cdot e^{-\frac{a}{h_{\text{int}}}} \sqrt{1 + (\beta\gamma \cos \Phi)^2} \cdot \frac{\sin^2 \left[\frac{NkD}{2}(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi) \right]}{\sin^2 \left[\frac{kD}{2}(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi) \right]} \times |\bar{Q}|^2 \quad (1.2.19)$$

При этом $\alpha = \frac{e^2}{hc}$ – постоянная тонкой структуры. $h_{\text{int}} = \frac{\lambda\beta\gamma}{4\pi}$ – характерная длина взаимодействия.

Угловое распределение излучения Смита-Парселла определяется значением длины волны n -го порядка:

$$\lambda_n = \frac{D}{n} \cdot (1/\beta - \cos \theta \sin \Phi) \quad (1.2.20)$$

Для числа периодов $N \gg 1$ отношение квадратов синусов в (1.2.19) заменяется δ -функцией, которая позволяет провести интегрирование по частоте и получить угловое распределение излучения Смита-Парселла. При этом следует обратить внимание, что все переменные в выражении (1.2.19), за исключением интерференционного фактора являются, медленно меняющимися функциями и поэтому могут рассматриваться как постоянные с $k = k_n = 2\pi/\lambda_n$:

$$\frac{dW_n}{d\Omega} = \frac{\alpha \hbar}{4\pi^2} \cdot e^{-\frac{a}{h_{\text{int}}} \sqrt{1 + (\beta \gamma \cos \Phi)^2}} \cdot |\vec{Q}|^2 \times \int_0^\infty d\omega \frac{\sin^2 \left[\frac{NkD}{2} (1/\beta - \cos \theta \sin \Phi) \right]}{\sin^2 \left[\frac{kD}{2} (1/\beta - \cos \theta \sin \Phi) \right]} \quad (1.2.21)$$

$$\frac{dW_n}{d\Omega} = \frac{\alpha \hbar c N}{8\pi^2} \frac{k_n}{n} \cdot e^{-\frac{a}{h_{\text{int}}} \sqrt{1 + (\beta \gamma \cos \Phi)^2}} \cdot |\vec{Q}|^2$$

1.2.4 Структурный фактор для решетки с треугольным профилем.

Структурный фактор зависит от геометрии элемента решетки, длины волны излучения и углов вылета фотонов:

$$\vec{Q} = -\vec{n} \times (\vec{n} \times k\vec{Q}') \quad (1.2.22)$$

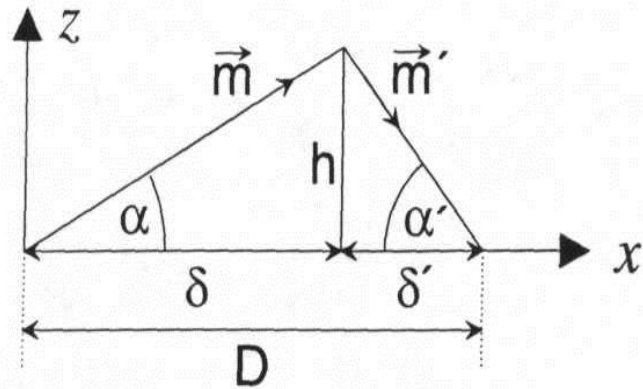


Рис.1.11. Расчет структурного фактора Q для решетки с треугольным профилем.

Вычисляем структурный фактор для треугольного профиля. По определению:

$$\vec{Q}' = \int_0^D dx' [\vec{J}(x', \omega) \vec{e}_x + h'(x') \vec{J}(x', \omega) \vec{e}_z] - \int_0^D dx' e^{ikx'(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)} \vec{e}_x \quad (1.2.23)$$

Из рис.1.11 можно записать:

$$\vec{e}_x + h'(x)\vec{e}_z = \begin{cases} \frac{\vec{m}}{\cos \alpha} & 0 \leq x \leq \delta \\ \frac{\vec{m}'}{\cos \alpha'} & \delta \leq x \leq D \end{cases} \quad (1.2.24)$$

Из этого следует структурный фактор:

$$\begin{aligned} \vec{Q} &= -\vec{n} \times \left(\vec{n} \times \frac{\vec{m}}{\cos \alpha} \cdot \underbrace{\int_0^\delta dx' k \vec{J}(x', \omega)}_{=:Q} \right) \\ &- \vec{n} \times \left(\vec{n} \times \frac{\vec{m}}{\cos \alpha'} \cdot \underbrace{\int_0^D dx' k \vec{J}(x', \omega)}_{=:Q'} \right) \\ &- \vec{n} \times \left(\vec{n} \times \vec{e}_x \cdot \underbrace{\int_0^D dx' k e^{ikx'(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)}}_{=:Q_d} \right) \\ \vec{Q} &= Q_x \vec{e}_x + Q_y \vec{e}_y + Q_z \vec{e}_z \end{aligned} \quad (1.2.25)$$

После интегрирования получаем:

$$\begin{aligned} Q_x &= (1 - \sin^2 \Phi \cos^2 \theta) \cdot (Q + Q' - Q_d) - \sin \theta \cos \theta \sin^2 \Phi \cdot (\tan \alpha \cdot Q - \tan \alpha' \cdot Q') \\ Q_y &= -\sin \Phi \cos \theta \cos \Phi \cdot (Q + Q' - Q_d) - \sin \theta \sin \Phi \cos \Phi \cdot (\tan \alpha \cdot Q - \tan \alpha' \cdot Q') \\ Q_z &= -\sin \theta \cos \theta \sin^2 \Phi \cdot (Q + Q' - Q_d) + (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \Phi) \cdot (\tan \alpha \cdot Q - \tan \alpha' \cdot Q') \end{aligned}$$

Здесь введены вспомогательные функции:

$$\begin{aligned} Q_d &= kD \cdot G(ikD(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)) \\ Q &= k\delta \cdot G\left(kh\sqrt{(\beta\gamma)^{-2} + \cos^2 \Phi} - ikh \sin \theta \sin \Phi + ik\delta(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)\right) \\ Q' &= k\delta' \cdot e^{ikD(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)} \\ &\times G\left(kh\sqrt{(\beta\gamma)^{-2} + \cos^2 \Phi} - ikh \sin \theta \sin \Phi - ik\delta'(1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)\right) \\ G(x) &:= \frac{e^x - 1}{x} \end{aligned} \quad (1.2.26)$$

По известным компонентам структурного фактора легко вычисляется квадрат модуля $|\vec{Q}|^2 = Q_x Q_x^* + Q_y Q_y^* + Q_z Q_z^*$ и рассчитывая интенсивность излучения Смита-Парселла необходимо учесть при этом согласно рис.1.11 следующие характеристики треугольника ($\alpha + \alpha' = 90^\circ$):

$$\begin{aligned} \delta &= D \cdot \cos^2 \alpha \\ \delta' &= D \cdot \sin^2 \alpha \\ h &= D \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha \end{aligned} \tag{1.2.28}$$

2. Экспериментальная установка.

В главе описывается экспериментальная установка, созданная для экспериментального исследования излучения СП в оптическом диапазоне. Подробно описывается устройство и работа всех узлов установки, созданной на основе электронного микроскопа ЭММА-2У. Исходя из конструктивных особенностей микроскопа был выбран угол наблюдения $\theta=130^{\circ}$, что определило требования к параметрам решетки.

В нашем эксперименте необходимо исследовать оптический диапазон длин волн, со следующими требованиями к оптической системе:

- возможность измерения спектра в диапазоне длин волн 500÷800нм с разрешением $\Delta\lambda\leq 5\text{нм}$.
- возможность производить измерение спектра в автоматическом режиме.
- возможность измерения мощности излучения до $W_{\min}=10^{-13}\text{Вт}$.

2.1 Электронный микроскоп ЭММА-2У.

Микроскоп ЭММА-2У представляет собой микроскоп электронный УЭМВ-100К, оснащенный рентгеноспектральным устройством. Он является стационарным лабораторным прибором и предназначен для визуального и фотографического исследования объектов на просвет при ускоряющем напряжении до 100кВ с возможностью рентгеновского анализа состава исследуемых объектов на элементы периодической системы Менделеева от магния (12) до урана (92). Принципиальная оптическая схема электронного микроскопа ЭММА-2У рис.2.1 аналогична схеме светового микроскопа, в котором все световые оптические элементы заменены соответствующими электрическими элементами: источник света заменяется источником электронов, а стеклянные линзы – линзами электромагнитными.

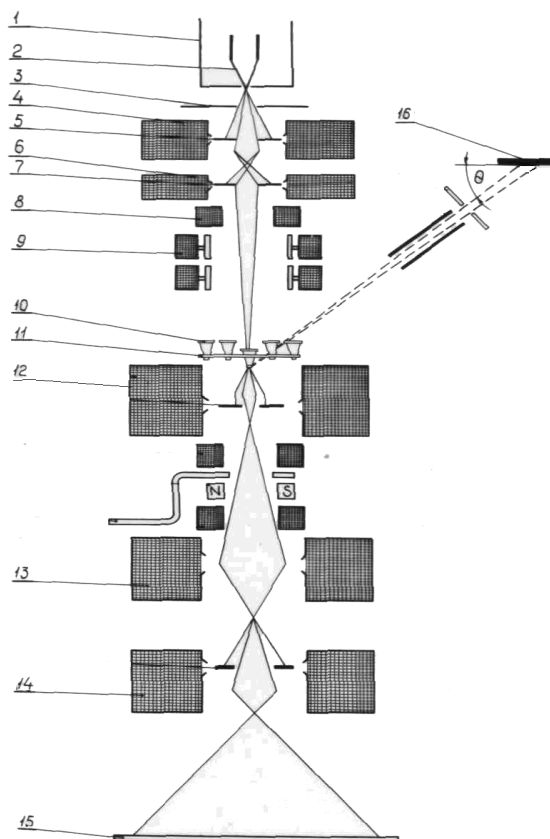


Рис.2.1. Принципиальная оптическая схема электронного микроскопа ЭММА-2У: 1.Фокусирующий электрод 2. Катод 3. Анод 4. Первый конденсатор 5. Диафрагма первого конденсатора 6. Второй конденсатор 7. Диафрагма второго конденсатора 8. Стигматор второго конденсатора 9. Призмы для юстировки осветителя 10. Объект 11. Столик объектов 12. Объективная линза 13. Промежуточная линза 14. Проекционная линза 15. Экран. 16. Кристалл анализатор.

Общая компоновка микроскопа (см. рис.2.2) представляет собой конструкцию, которая объединяет: а) колонну микроскопа; б) вакуумную систему; в) систему электропитания; г) систему регистрации (вместо которой использовалась система оптической регистрации). Колонна микроскопа включает в себя всю электронно-оптическую систему, состоящую из осветителя (электронная пушка 1 и блок конденсоров 2), объектива 3 со столиком объектов 14, спектрометра 6 с предварительным усилителем 15, проекционного блока 4, тубуса и фотокамеры 5, соединенных между собой жестко, что делает прибор виброустойчивым. Из всех выше перечисленных устройств для эксперимента необходимы: электронная пушка, блок конденсоров и тубус, все остальные устройства были отключены или удалены.

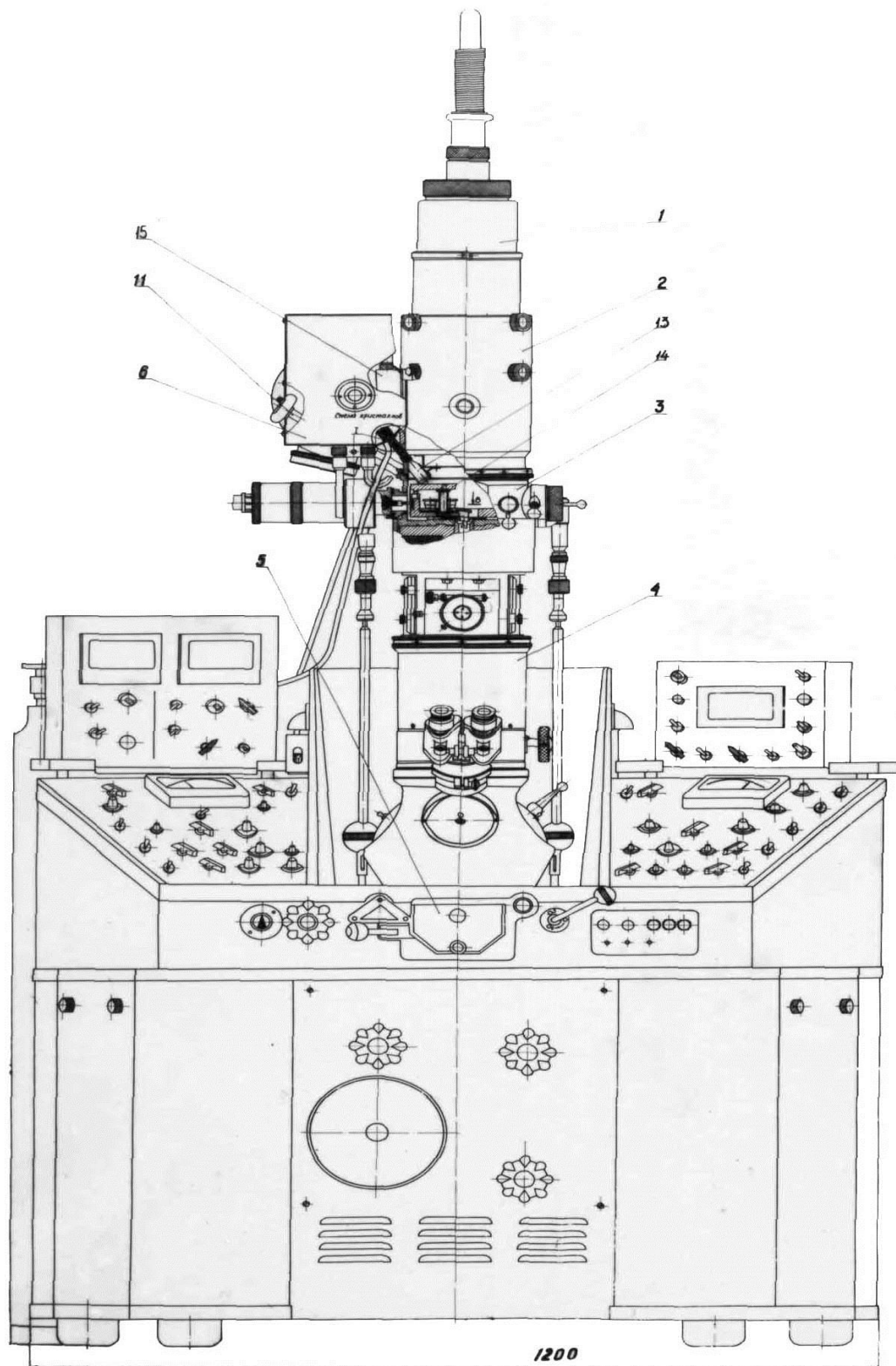


Рис.2.2. Общая компоновка микроскопа.

2.2 Электронная пушка.

Источником пучка электронов является электронная пушка, состоящая из катода, фокусирующего электрода и анода. Электронная пушка создает пучок электронов, который с помощью конденсорных линз формируется и направляется на исследуемый объект (в нашем случае на решетку).

В качестве источника электронов в микроскопе используется V-образный вольфрамовый термокатод (1) (рис.2.3). При нагревании его до температуры порядка 2900°C в результате термоэмиссии возникают свободные электроны, ускоряемые затем электростатическим полем. Электростатическое поле создается между фокусирующим электродом (2) (цилиндр Венельта) и анодом (3). Между катодом и фокусирующим электродом приложено отрицательное напряжение (напряжение смещения), величина которого может плавно меняться. Катод располагается внутри фокусирующего электрода, благодаря чему достигается хорошее управление пучком электронов. Плотность электронного пучка на объекте принципиально ограничивается следующими факторами:

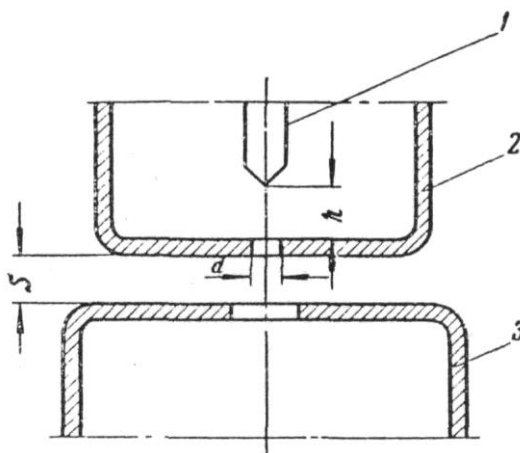


Рис.2.3. Катод: 1.вольфрамовая нить; 2.фокусирующий электрод (цилиндр Венельта);
3.анод.

температурой катода,
удельной эмиссией катода,
ускоряющим напряжением,
углом схождения пучка, падающего на объект.

Величина ускоряющего напряжения фиксирована для данного микроскопа 25кэВ, 50кВ, 75кВ, 100кВ. Нестабильность ускоряющего напряжения за 1 минуту - $9 \cdot 10^{-6}$, пульсации

ускоряющего напряжения 250мВ. Согласно теоретическим моделям, приведенными выше, для повышения выхода мощности излучения СП необходимо устанавливать максимально возможную плотность тока пучка микроскопа и минимальный диаметр пучка в области мишени.

Повысить плотность тока пучка можно за счет повышения удельной эмиссии катода (при 75кэВ максимальный ток пучка ~10мкА). Повышение удельной эмиссии вольфрамовых катодов возможно только за счет повышения температуры накала. Однако, при этом сокращается их срок службы. Что касается величины угла схождения пучка (апертуры осветителя), то она связана с разрешающей способностью электронного микроскопа. Плотность тока пучка зависит также от расположения катода относительно фокусирующего электрода (рис.2.3) с уменьшением h (см. рис.2.3), плотность тока увеличивается.

При очень больших и малых напряжениях смещения образуются расходящиеся электронные пучки. Только в оптимальном случае электроны, уходящие с катода, попадают в однородное поле и поэтому образуют почти параллельный пучок. Для того чтобы иметь возможность в широких пределах изменять размер пучка на объекте, в систему вводят конденсор. Используя однолинзовую конденсорную систему, можно получить диаметр пучка, сфокусированный на объект, приблизительно 50мкм. С двухлинзовым конденсором можно получить изображение пятна диаметром приблизительно 2мкм, т.е. значительно большей интенсивности.

Однако пучок диаметром 2мкм получается в месте расположения объекта (10) (см. Рис.2.1), а в нашем случае решетка располагается по техническим причинам вместо экрана (21), т.е. на расстоянии ~80см от проектного фокуса. Поэтому для более точного определения параметров пучка необходимо провести отдельное измерение. На рис.2.4 приведена схема экспериментальной установки. На врезке показано расположение пучка относительно решетки с треугольным профилем.

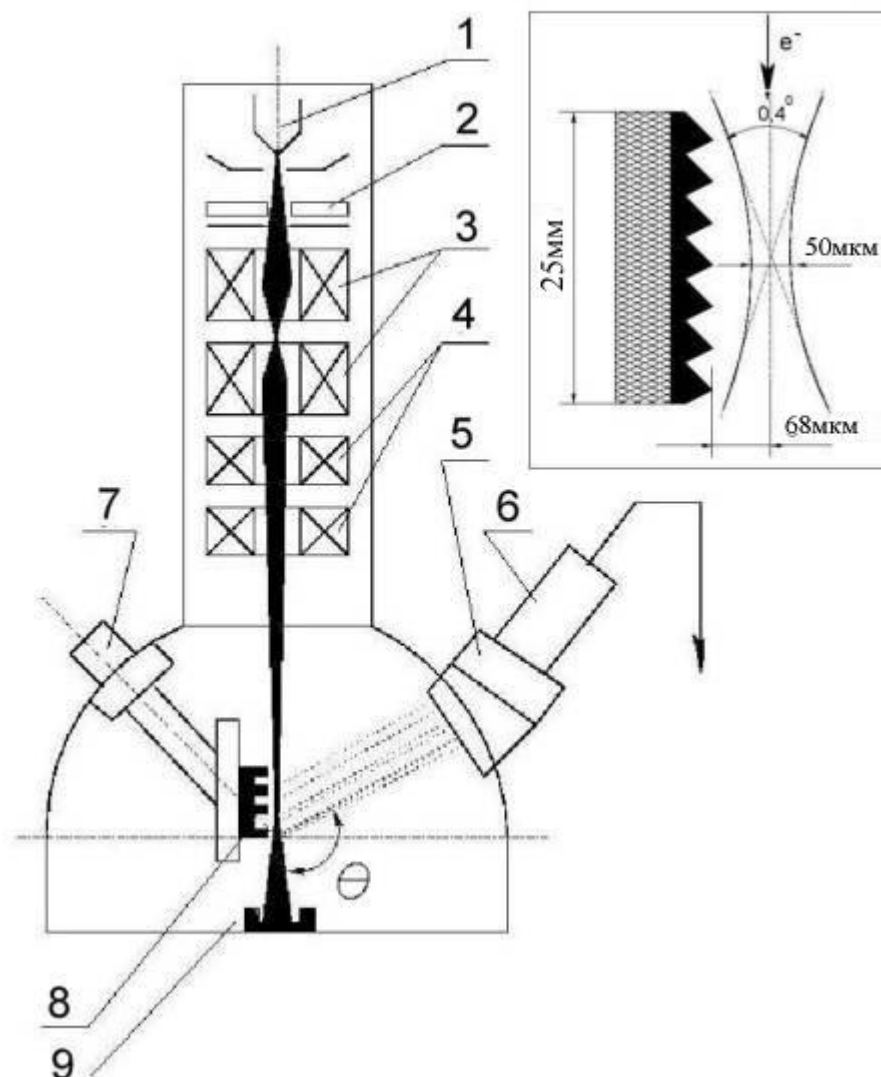


Рис.2.4 Экспериментальная установка: 1) катод; 2) анод; 3) конденсоры; 4) система перемещения; 5) монохроматор; 6) ФЭУ; 7) микровинт; 8) решетка; 9) цилиндр Фарадея.

2.3. Микровинт и система измерения эмиттанса пучка.

Микровинт - дополнительная деталь, устанавливаемая в электронный микроскоп вместо бокового окна наблюдения тубуса для передвижения решетки или измерения параметров пучка с шагом 2мкм. Из рис.2.4 видно, что окна располагаются под углом 45° к оси колонны микроскопа и, соответственно, к пучку. Поэтому передвижениедвигаемых элементов (решетка, и т.д.) происходит под углом в 45° .

Разработанный микровинт имеет дополнительную степень свободы, которая позволяет вращать решетку вокруг осей z и y (см. рис.1.1), что в дальнейшем использовалось для исследования, возможности регулирования длины волны излучения Смита-Парселла. Все операции микровинта автоматизированы и управляются системой, выполненной в стандарте КАМАК [29-31].

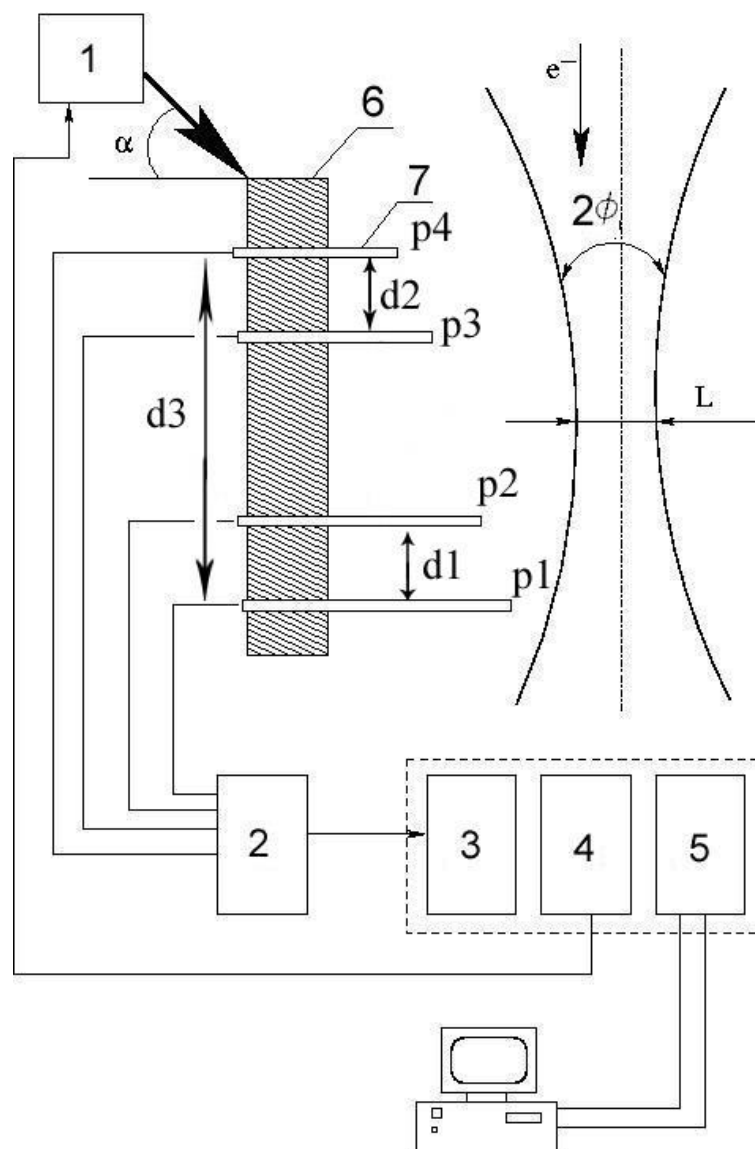


Рис. 2.5 Схема измерения параметров пучка: 1) шаговый двигатель; 2) усилитель; 3) аналого-цифровой преобразователь; 4) блок управления двигателем; 5) контроллер; 6) диэлектрическая подложка; 7) пластина

Схема измерения размеров пучка приведена на рис.2.5. Размер пучка измерялся одновременно в четырех точках, при перемещении не проводящей подложки, с укрепленными на ней металлическими пластинами (как показано на рис. 2.5). Подложка

прикреплялась к микровинту, что позволяло перемещать ее и измерять ток вторичной эмиссии от каждой пластины в зависимости от величины смещения. Пластины располагались на точно зафиксированных расстояниях друг от друга. Ток вторичной эмиссии с каждой пластины усиливался усилителем постоянного тока У5-11, обеспечивающим усиление в диапазоне токов от $1 \cdot 10^{-15}$ до $1 \cdot 10^{-2}$ А, и измерялся аналого-цифровым преобразователем АЦП-712, после чего отображался в виде графика на экране монитора. Перемещение подложки происходило с заданным шагом.

Таким образом, получалась информация о поперечных размерах пучка в четырех точках. На рис.2.6, 2.7, 2.8, 2.9 приведены измеренные значения тока вторичной эмиссии в зависимости от перемещения пластины относительно пучка и показаны распределения по поперечному размеру пучка, полученные дифференцированием измеренной кривой после сглаживания. Измеренные и обработанные данные приведены в табл. 1.

Таблица. 1 Размеры пучка

№ пластины	Поперечный размер пучка, измеренный, мкм	Расстояние между пластинами, мм
1	$p_1=160$	$d_1=4,5$
2	$p_2=120$	$d_2=4,9$
3	$p_3=120$	$d_3=18,8$
4	$p_4=180$	-

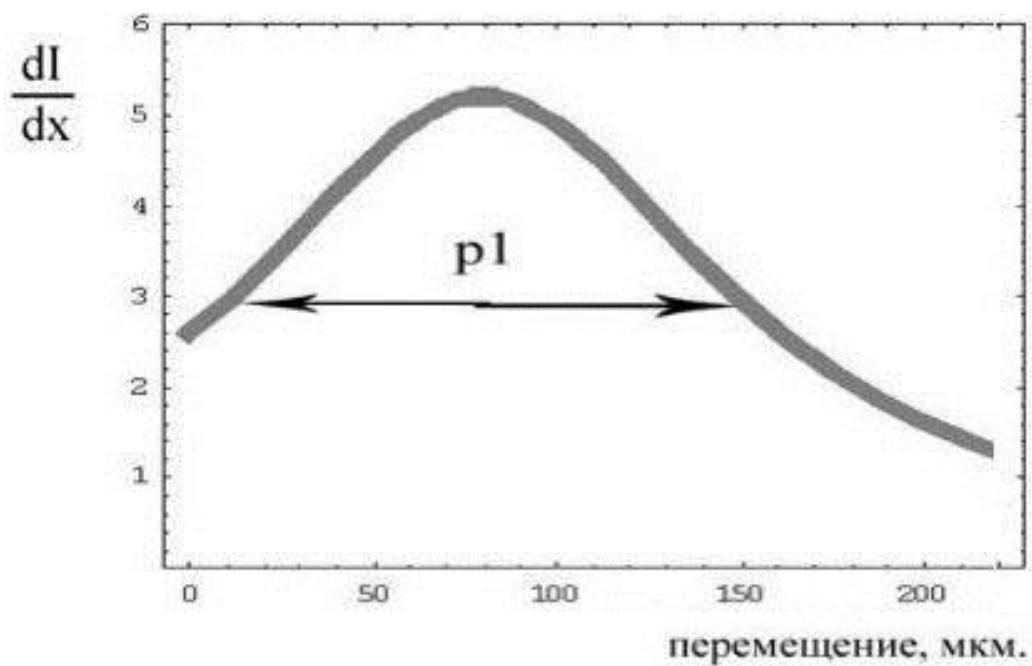
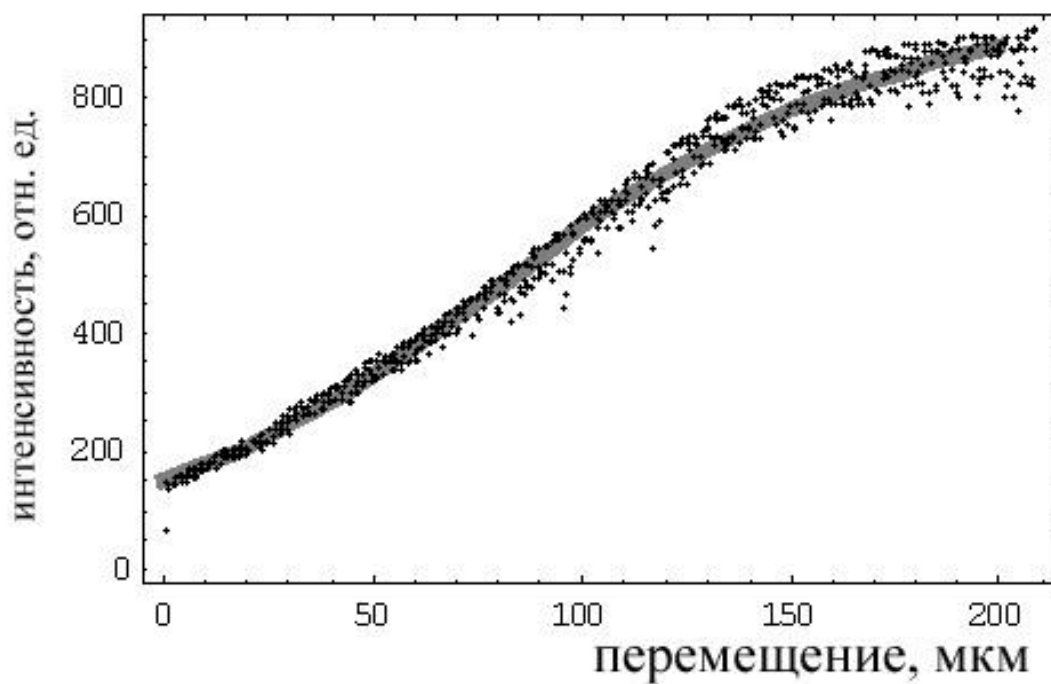


Рис. 2.6 Ток вторичной эмиссии в зависимости от перемещения пластины относительно пучка и распределение по поперечному размеру пучка, полученное дифференцированием измеренной кривой. Пластина №1.

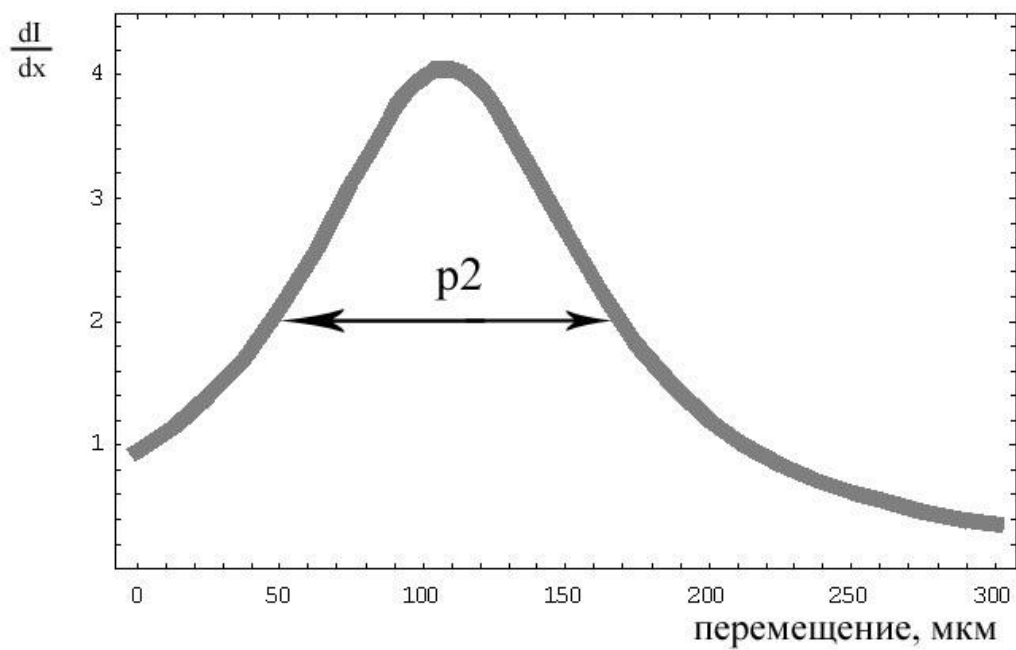
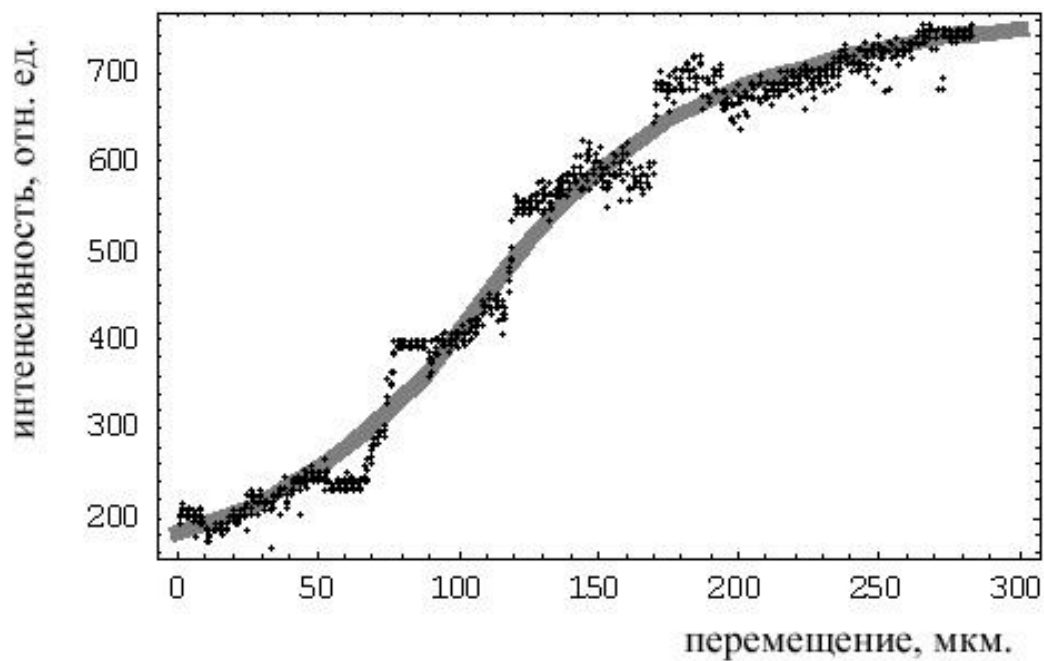


Рис. 2.7 Ток вторичной эмиссии в зависимости от перемещения пластины относительно пучка и распределение по поперечному размеру пучка, полученное дифференцированием измеренной кривой. Пластина №2.

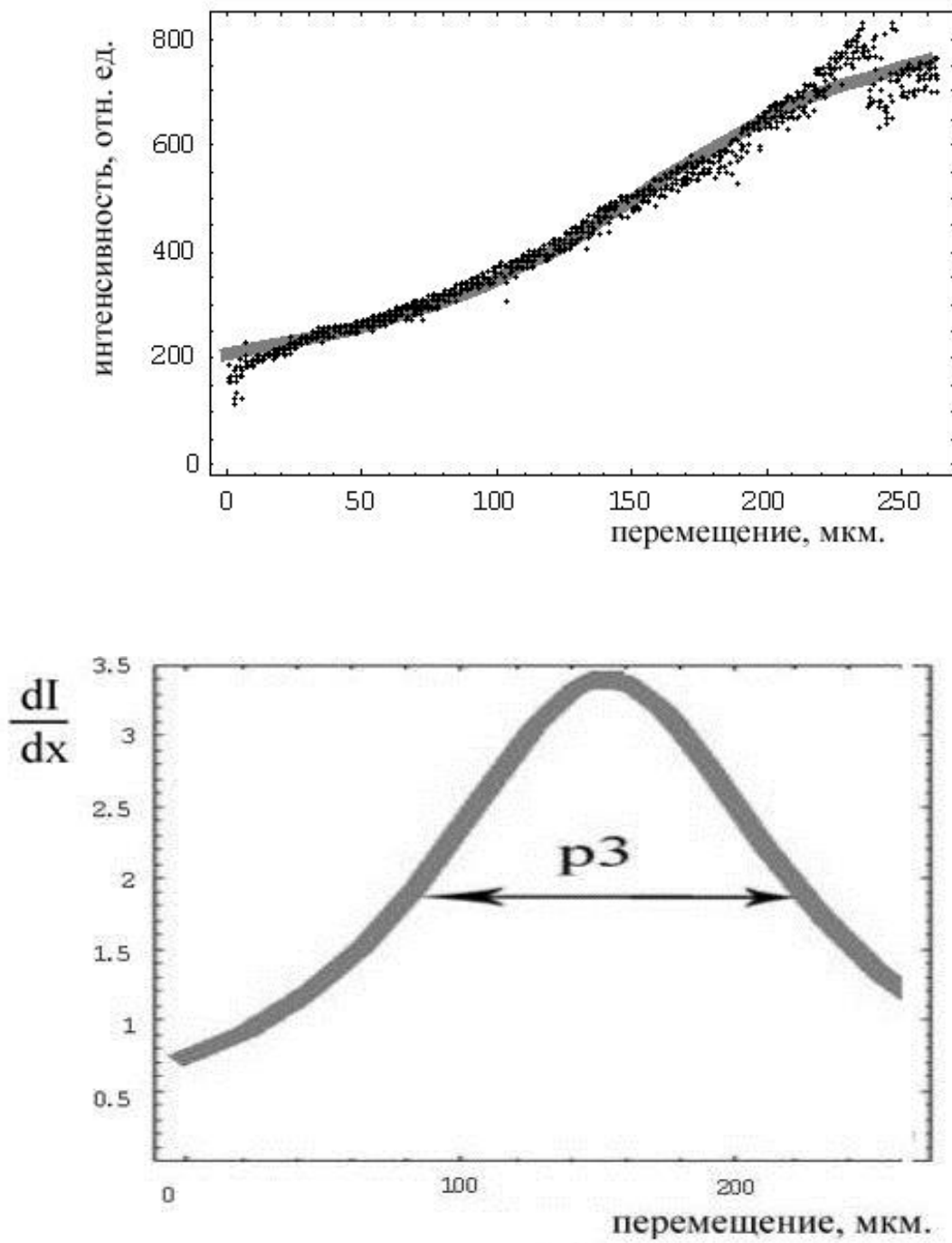


Рис. 2.8 Ток вторичной эмиссии в зависимости от перемещения пластины относительно пучка и распределение по поперечному размеру пучка, полученное дифференцированием измеренной кривой. Пластина №3.

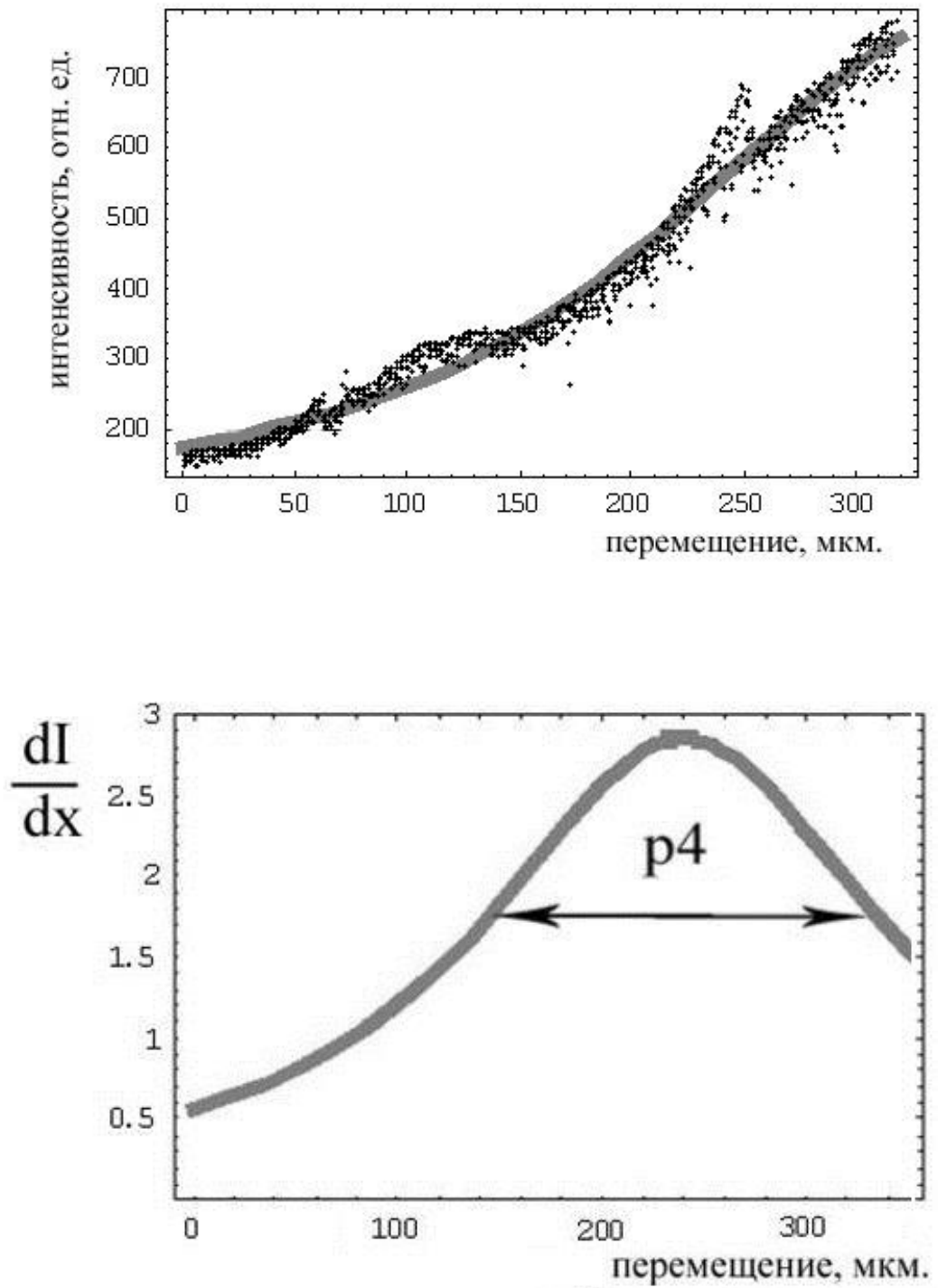


Рис. 2.9 Ток вторичной эмиссии в зависимости от перемещения пластины относительно пучка и распределение по поперечному размеру пучка, полученное дифференцированием измеренной кривой. Пластина №4.

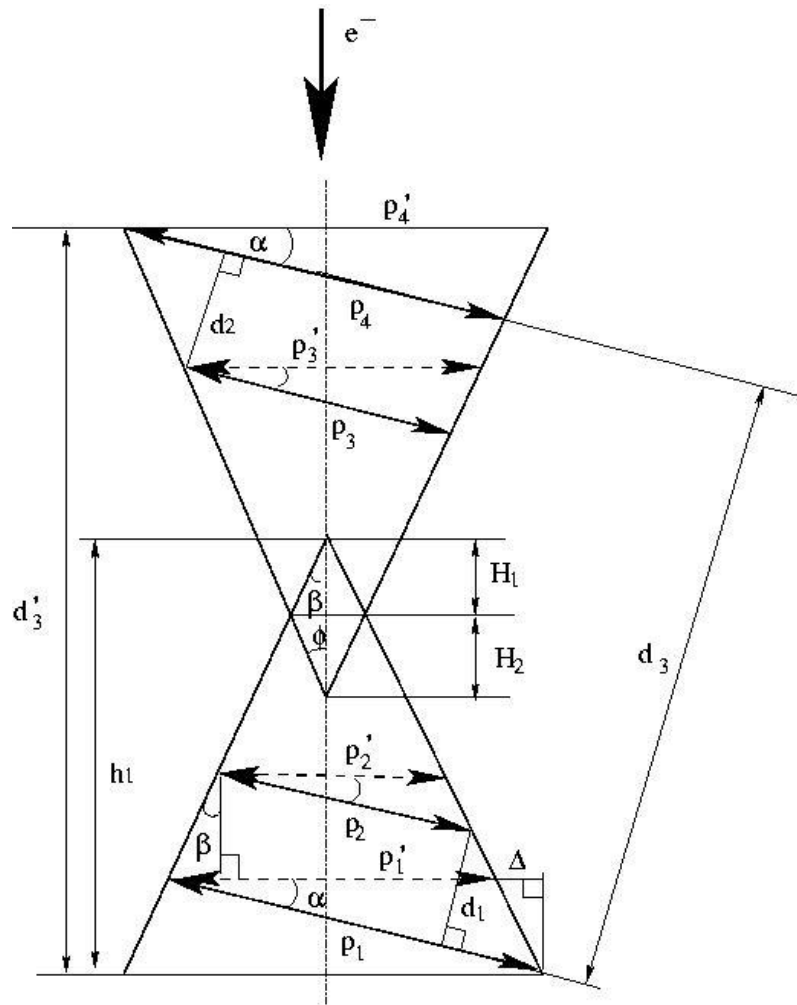


Рис. 2.10. Диаграмма измерения параметров пучка

Для получения поперечного размера пучка в фокусе и определения расходимости пучка использовались полученные данные (смотри диаграмму рис.2.10). На диаграмме показано, что по размерам в четырех различных точках пучка можно определить диаметр пучка в фокусе.

Через (d, p) обозначены измеряемые величины, тогда как штрихами (d', p') обозначены размеры вычисляемые (d – расстояние между пластинами; p – диаметры сечения конусов образованных пучком электронов; h_1 – высота конуса; φ и β – углы при вершинах верхнего и нижнего конусов, аппроксимирующих расходящийся пучок; α – угол наклона микровинта относительно оси пучка; Δ – ошибка при вычислении истинного размера пучка).

Из рис.2.10 следует, что углы β и φ определяются как:

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{p_1 - p_2}{2d_1}, \text{ и } \operatorname{tg}\varphi = \frac{p_4 - p_3}{2d_2}, \quad (2.1)$$

Высоты конусов, образованных пучком электронов, находятся из соотношений:

$$h_1 = \frac{p_1'}{2 \operatorname{tg} \beta} \text{ и } h_2 = \frac{p_4'}{2 \operatorname{tg} \varphi}, \quad (2.2)$$

Минимальный диаметр пучка l в фокусе определяется исходя из построенной диаграммы как

$$\begin{cases} l = 2H_2 \operatorname{tg} \varphi \\ l = 2H_1 \operatorname{tg} \beta \end{cases}, \quad (2.3)$$

Далее, используя простые геометрические соотношения, можно получить

$$H_2 + H_1 = \frac{l}{2 \operatorname{tg} \varphi} + \frac{l}{2 \operatorname{tg} \beta}, \quad (2.4)$$

$$d_3' = h_1 + h_2 - H_2 - H_1, \quad (2.5)$$

$$H_2 + H_1 = h_1 + h_2 - d_3', \quad (2.6)$$

Из формул (2.4–2.6) находим

$$l = \frac{\frac{p_1 d_1 \cos \alpha}{(p_1 \cos \alpha - p_2 \cos \alpha)} + \frac{p_4 d_2 \cos \alpha}{(p_4 \cos \alpha - p_3 \cos \alpha)} - d_3}{\frac{d_2}{(p_4 \cos \alpha - p_3 \cos \alpha)} + \frac{d_1}{(p_1 \cos \alpha - p_2 \cos \alpha)}}, \quad (2.7)$$

Используя значения из табл.1, получаем размер пучка в фокусе $l \approx 50$ мкм, углы $\varphi = 0,26^\circ$ и $\beta = 0,16^\circ$.

Усреднив углы φ , β до $0,2^\circ$ и учтя размер пучка в фокусе получили эмиттанс пучка соответствующий $1,7 \times 10^{-4}$ п.мм.рад. Измерения тока проводились с помощью цилиндра фарадея, ток с цилиндра замерялся при помощи универсального амперметра В7-21. Были получены значения $(4 \pm 0,01)$ мкА при энергии пучка электронов 25 кэВ, $(5 \pm 0,012)$ мкА при энергии 50 кэВ и $(6 \pm 0,014)$ мкА при энергии 75 кэВ. Погрешность измерения силы тока определялась как, $\pm(0,2 + 0,02 I_k / I_x) \%$ где I_k – конечные значения пределов измерений, I_x – показания прибора.

2.4 Оптическая система измерения.

На рис.2.11 показана общая схема монохроматора и схема съема информации.

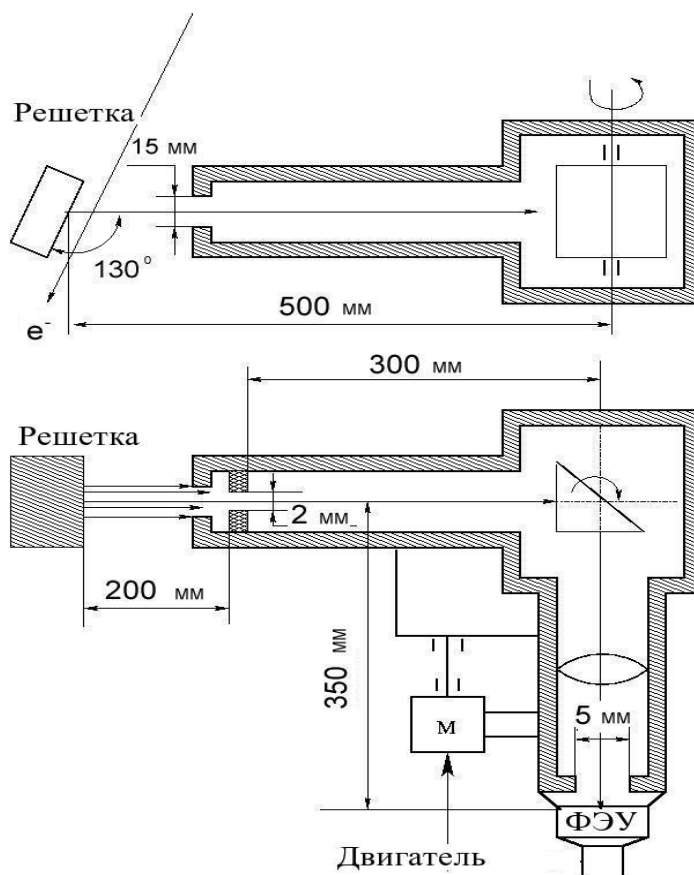


Рис.2.11. Монохроматор.

Монохроматор располагался относительно оси пучка электронов под углом $\theta \pm \Delta\theta = 130^\circ \pm 1,15^\circ$. Для измерения спектра в диапазоне длин волн 500÷800 нм фотоэлектронные умножители (ФЭУ) обладают, по сравнению с другими детекторами, наиболее высоким квантовым выходом (до 30% и выше). Из проведенных ранее экспериментов, известна примерная мощность излучения для пучков электронов с током ≈ 6 мкА и энергией 100 кэВ, которая составляет $W \approx 10^{-10} \div 10^{-12}$ Вт. Поэтому ФЭУ подходят для наших целей лучше всего. В нашем эксперименте использовался фотоумножитель ФЭУ-84-3 с SbKNaCs фотокатодом конверсионной эффективностью 8 %, световой чувствительностью фотокатода $19 \cdot 10^{-5}$ А/лм и рабочим напряжением $U \approx 1800$ В.

Для калибровки монохроматора использовался лазер и два светодиода. Лазер с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм и шириной линии $\approx 10^{-2}$ нм, необходим был для определения разрешения измерительной системы. Выбором щелей монохроматора измерительная система была настроена на разрешающую способность $\Delta\lambda \approx 3,5$ нм ($\Delta\lambda$ – полная ширина на полувысоте измеренного спектра) (см. рис.2.12).

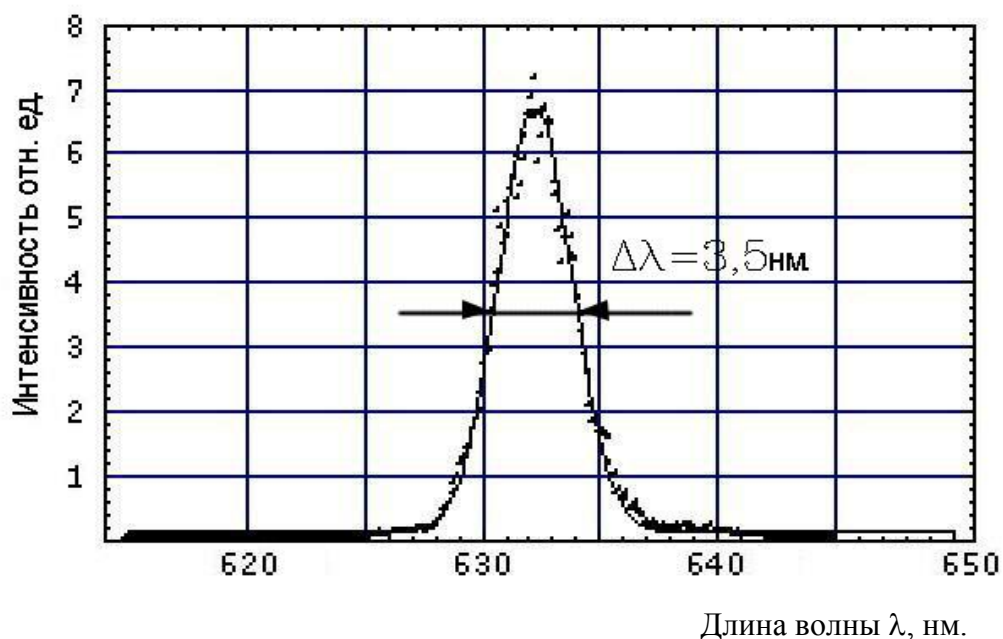
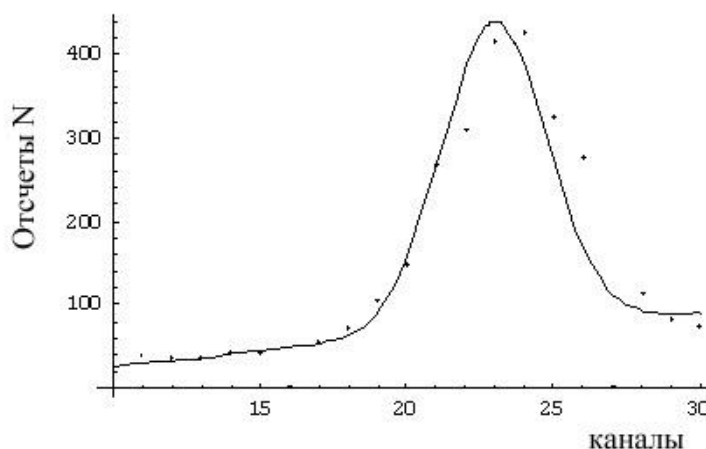


Рис.2.12 Линия от лазера с $\Delta\Omega < 10^{-2}$ нм. Точки – измерения, сплошная линия – подгонка гауссианом.

С установленными щелями мы оценили телесный угол оптической системы $\Delta\Omega \approx 5 \cdot 10^{-4}$. Для калибровки системы использовали светодиоды: красный (АЛ307БМ, $\lambda = 619,6$ нм) и синий (HLMP-Δ08, $\lambda = 490$ нм). Поворот монохроматорной призмы осуществлялся при помощи шагового двигателя обозначенного на рис.2.11 через М. Шаг двигателя задавался программой автоматического набора спектра излучения.

Для построения калибровочной характеристики необходим спектр с несколькими максимумами длин волн, величина которых точно известна. На рис.2.13-2.14 представлены измеренные спектры излучения этих светодиодов.



Ри.2.13 Спектр синего светодиода

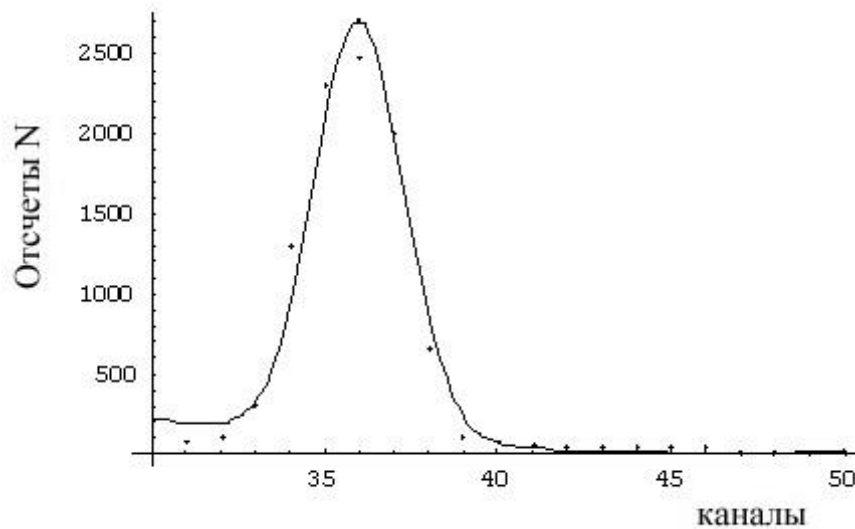


Рис.2.14 Спектр красного светодиода

Длина волны красного светодиода в максимуме 619.6 нм, синего 490 нм, что соответствует номерам каналов 23 и 36.

Таблица 2.

	N канала	Длина волны, нм
Светодиод синий	23	490
Светодиод красный	36	619,6
Лазер	38	632,8
Лазерный диод	40	655

Для построения калибровочной кривой использовался метод наименьших квадратов. Уравнение калибровочной кривой $\lambda(\text{нм})=A+B \cdot x(\text{канал})$, где $A \pm \Delta A=260,7 \pm 8,4$ и $B \pm \Delta B=9,969 \pm 0,24$.

Следующей задачей является перевод числа отсчетов ФЭУ в мощность излучения. Для этого необходимо экспериментально определить калибровочный коэффициент. На рис.2.15 представлена схема эксперимента.

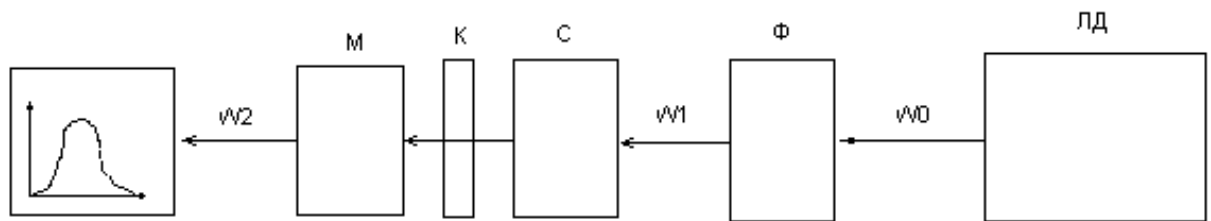


Рис.2.15 Схема эксперимента для расчета калибровочного коэффициента.

М-монохроматор,

К-коллиматор,

С-стекло,

Ф-фильтр,

ЛД- лазерный диод,

W0- мощность на входе с первым фильтром,

W1- мощность на входе со вторым фильтром Ф,

W2- выходная мощность.

Выбором щелей монохроматора измерительная система была настроена на разрешающую способность $\Delta\lambda \approx 3,5$ нм ($\Delta\lambda$ – полная ширина на полувысоте измеренного спектра). На рис.2.16 показан спектр излучения лазерного диода, измеренный монохроматором. Мощность лазерного диода измерялась калориметром и составила 3,7мВт. Два последовательных нейтральных фильтра ослабляли лазерный пучок, что позволило использовать в качестве детектора ФЭУ с тем же самым коэффициентом усиления, что и в измерениях спектра излучения СП. Результаты измерений позволили получить коэффициент пересчета числа отсчетов ФЭУ в ватты. На входе мощность регистрировалась с помощью калориметра УМО-2Н для двух случаев с фильтром и без фильтра.

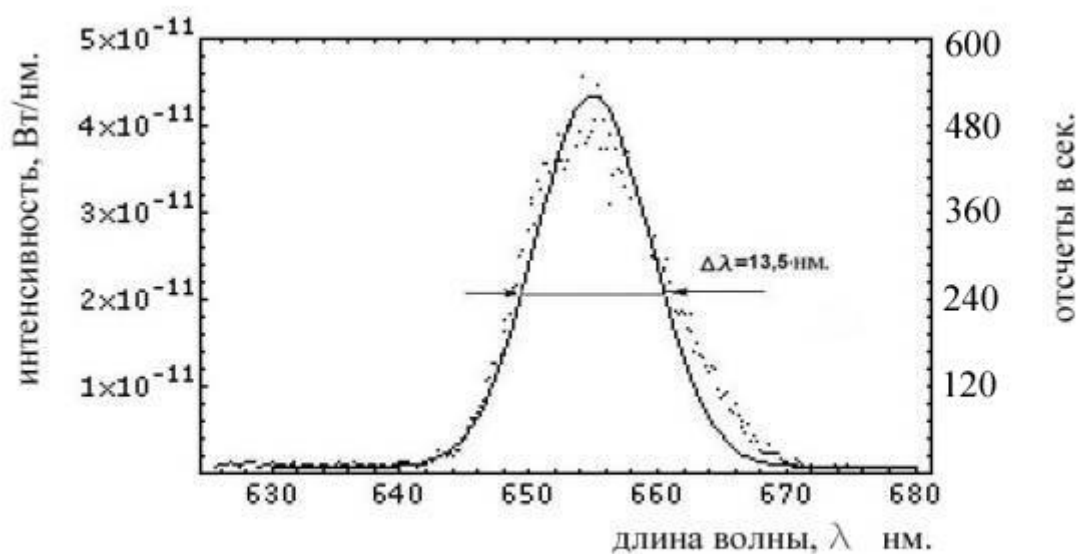


Рис.2.16 Спектр излучения лазерного диода.

Мощность на входе с первым фильтром $W_0=3,7$ мВт

Мощность на входе со вторым фильтром $W_1=0,78$ мВт

Коэффициент поглощения второго фильтра $\tau_\lambda = 12,97 \cdot 10^{-7}$

Таким образом, коэффициент пересчета числа отсчетов:

$$k' = 3,1 \cdot 10^{-13} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{отсчет}} \right] \quad (2.9)$$

Так как наши измерения проводились за определенное время на каждую точку, то число отсчетов нужно разделить на это время, чтобы получилось число отсчетов за секунду. Перевод единиц измерения спектра [отсчет], проводим по схеме:

$$\frac{\Delta W}{\Delta \lambda} \cdot k' = \left[\frac{\text{отсчет}}{\text{нм}} \frac{\text{Вт}}{\text{отсчет}} \right], \quad (2.10)$$

2.5 Система съема информации.

Процесс измерения спектра излучения СП состоял в следующем (см. рис.2.17). Сигнал с ФЭУ предварительно формировался и усиливался блоком усилителей БУС2-97 (3) в стандарте ВЕКТОР с коэффициентом усиления $k=512$. На АЦП-712 подавался, предварительно усиленный, сигнал с цилиндра Фарадея амплитудой ~ 1 В. После

оцифровывания сигнала блоком счетчиков (8), собранных в стандарте КАМАК, информация передавалась через контроллер КК-012 (5) в компьютер и отображалась в графическом виде. Далее, происходил поворот двигателя, то есть призмы, с предварительно задаваемым шагом и процесс измерения повторялся. Время экспозиции для каждого положения призмы тоже задавался предварительно.

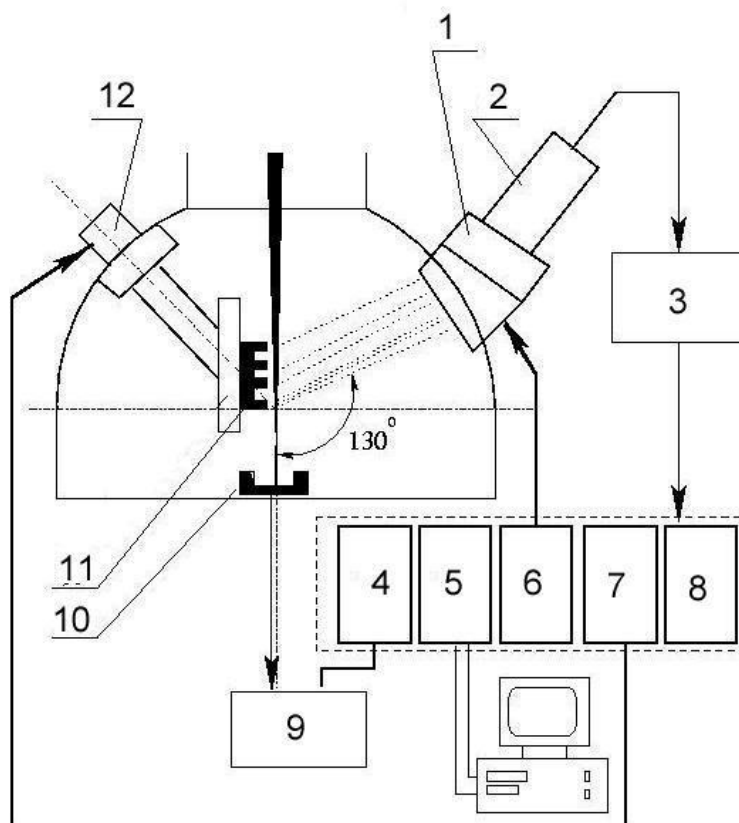


Рис.2.17. Схема съема информации в эксперименте: 1) монохроматор; 2) ФЭУ; 3) усилитель-формирователь; 4) аналого-цифровой преобразователь; 5) контроллер; 6, 7) блоки управления двигателями; 8) счетчик; 9) усилитель; 10) цилиндр Фарадея; 11) решетка; 12) микровинт

2.6 Характеристики оптических решеток используемых в эксперименте.

В эксперименте использовалось два типа решеток синусоидальная и с треугольным профилем. На рис.2.18 показан вид сверху синусоидальной решетки, снимок был получен при помощи туннельного микроскопа.

Характеристики решетки с синусоидальным профилем.:

$D=1\text{мкм}$ (1000 линий/мм)

Поверхность – золото (толщина 700 ± 50 нм)

Подложка – алюминий.

$L \times B \times C = 10 \times 10 \times 10$ мм, L – длина, B – ширина, C – высота подложки, глубина канавки ~ 500 нм. Подобная решетка позволит согласно расчетам по формуле (1.12), для энергии пучка 75 кэВ наблюдать под углом $\theta = 130^\circ$ излучение СП с длинами волн $\lambda_4 = 686$ нм, $\lambda_5 = 549$ нм, $\lambda_6 = 457$ нм четвертого, пятого и шестого порядка дифракции.

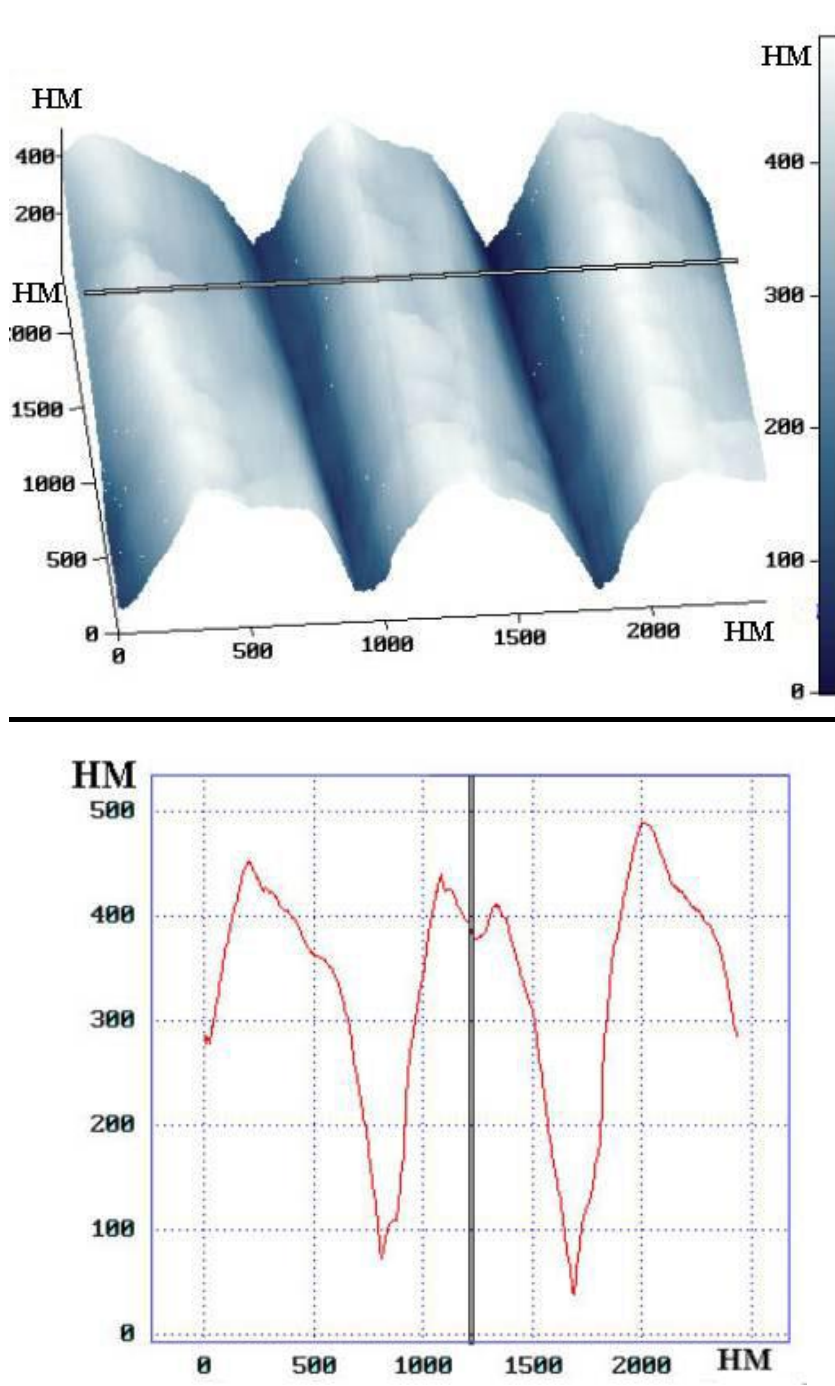


Рис.2.18. Вид сверху и профиль синусоидальной решетки.

На рис.2.19 приведена схема генерации излучения Смита-Парселла для решетки с треугольным профилем.

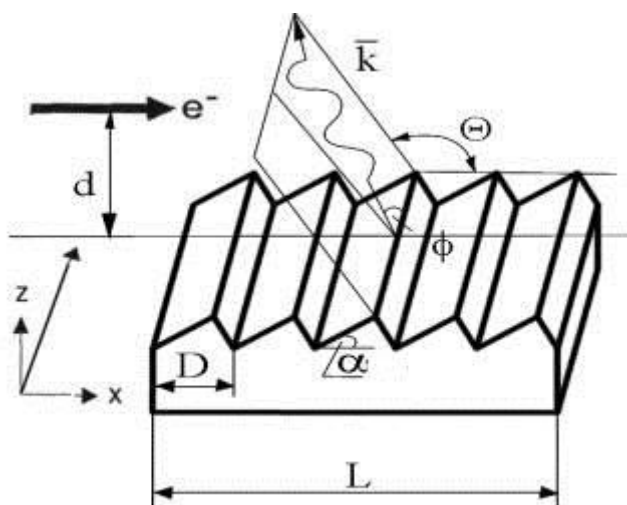


Рис.2.19. Схема генерации излучения СП на оптической решетке.

Электроны движутся с постоянной скоростью $\beta=v/c$ на расстоянии d параллельно поверхности решетки в направлении x . Желобки, сориентированы в направлении y , повторяясь периодически с периодом решетки D . Угол подъема α характеризует тип использованной решетки. Направление волнового вектора \vec{k} задается углом θ и углом Φ относительно оси y . Длина решетки обозначена через L .

Характеристики решетки с треугольным профилем:

$$\alpha=26,44^{\circ}$$

$$D=833\text{нм} \text{ (1200 линий/мм)}$$

Поверхность – алюминий (толщина 700 ± 50 нм)

Подложка – стекло (BK7)

$L\times V\times C=25\times 25\times 10$ мм, L – длина, V – ширина, C – высота подложки, глубина канавки ~ 330 нм. Подобная решетка позволит согласно расчетам по формуле (1.12), для энергии пучка 75кэВ наблюдать под углом $\theta=130^{\circ}$ излучение СП с длиной волны $\lambda_3=745$ нм третьего порядка дифракции $n=3$.

Из формул (1.2.25-1.2.28) и рис.2.19 следует расчет структурного фактора.

$$Q_x = 30.6 - 45.2i$$

$$Q_y = 0$$

$$Q_z = 25.6 - 37.9i$$

Вспомогательные функции:

$$Q_d = -3.5 \times 10^{-3} + 1.7 \times 10^{-5} i$$

$$Q = 40.5 - 42.3i$$

$$Q' = 7.8 + 24.8i$$

По вычисленным компонентам структурного фактора вычисляется квадрат модуля

$$|\vec{Q}|^2 = Q_x Q_x^* + Q_y Q_y^* + Q_z Q_z^* \approx 5070.$$

3. Исследование характеристик переходного излучения на пучке электронов с энергией $E \leq 75 \text{кэВ}$.

Детектирующая система собрана на базе монохроматора, однако, чтобы определить такие характеристики монохроматора, как разрешение и светосила, необходимо использовать калибровочный источник излучения, например лазер. С другой стороны, в спектре лазера имеется от силы несколько линий, поэтому измерение оптических характеристик аппаратуры невозможно для промежуточных длин волн. Поэтому для этой цели удобно использовать оптическое переходное излучение с непрерывным спектром и хорошо развитой теорией.

3.1 Переходное излучение нерелятивистских электронов.

Заряженная частица даже при равномерном и прямолинейном движении при переходе из вакуума в среду излучает электромагнитные волны. Это явление было предсказано Гинзбургом и Франком [32]. Этот тип излучения был назван переходным излучением [33]. Переходное излучение, возникающее при пересечении нерелятивистским электроном плоской границы раздела двух сред исследовалось в ряде теоретических и экспериментальных работ [34-48]. Детальное сравнение теории с экспериментом проводилось для нерелятивистских электронов с энергией до 100кэВ в работах [46-48]. Было показано, что имеется хорошее согласие с предсказаниями теории как в величине выхода излучения и его зависимости от энергии частицы, так и в угловом распределении излучения. Наблюдаемый спектр излучения согласуется с рассчитанным по теоретическим формулам, с учетом величин действительной и мнимой частей показателя преломления для различных длин волн.

Вместе с тем выяснилось, что заметный вклад в излучение дают и другие процессы. Для металлов – это люминесценция поверхностной пленки на металле и оптическая часть спектра тормозного излучения. Что касается люминесценции, то прямые опыты, проведенные при различных температурах мишени [36] показали, что ее вклад в тех случаях, когда поверхность металла хорошо очищена, пренебрежимо мал.

Теории переходного излучения нерелятивистских частиц посвящены работы [40-43], однако наиболее полная теория эффекта, в том числе при наклонном падении частицы на границу раздела была разработана В.Е.Пафомовым [44-45], где содержится и критика предшествующих работ. В общем случае угловое распределение спектральной плотности энергии излучения дается формулами (3.1-3.2):

$$\frac{dI^{\parallel}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta_z^2 \cos^2 \theta_z |1 - \varepsilon|^2}{\pi^2 c [(1 - \beta_y \cos \theta_y)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z]^2 \sin^2 \theta_z} \times \left| \frac{(1 - \beta_z \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z} - \beta_z^2 - \beta_y \cos \theta_y) \sin^2 \theta_z + \beta_y \cos \theta_y \beta_z \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z}}{(1 - \beta_y \cos \theta_y - \beta_z \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z})(\varepsilon \cos \theta_z + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z})} \right|^2 \quad (3.1)$$

$$\frac{dI^{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta_y^2 \beta_z^2 \cos^2 \theta_z \cos^2 \theta_x |1 - \varepsilon|^2}{\pi^2 c [(1 - \beta_y \cos \theta_y)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \theta_z]^2 \sin^2 \theta_z} \times \left| 1 - \beta_y \cos \theta_y - \beta_z \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z} \right|^{-2} \quad (3.2)$$

Здесь $\varepsilon(\lambda) = n(\lambda) + ik(\lambda)$ – диэлектрическая проницаемость металла, $\theta_z, \theta_x, \theta_y$ – углы наблюдения переходного излучения относительно координатных осей, $\beta_z = \beta \cos \psi$ – проекция скорости частицы на нормаль к поверхности (на ось z), $\beta_y = \beta \sin \psi$ – проекция на ось Y (см. рис.3.3). Координатная плоскость YZ проведена через скорость частицы и нормаль к поверхности мишени.

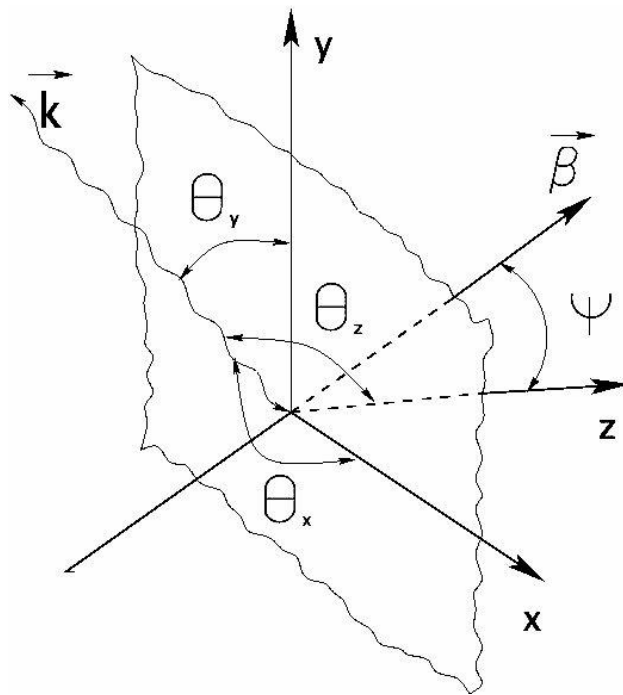


Рис.3.3 Угловые переменные, описывающие процесс переходного излучения в заданную полусферу.

В сумме эти формулы дают спектральную плотность энергии излучения волн обеих поляризаций на единицу телесного угла.

3.1.1 Диэлектрическая проницаемость алюминия.

Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\lambda)=n(\lambda)+ik(\lambda)$ характеризует степень поляризуемости вещества. Из формулы (3.1) видно, что выход излучения зависит не только от скорости нерелятивистской частицы, но также от показателя преломления $n(\lambda)$ и показателя поглощения $k(\lambda)$. На (рис.3.4) показан график изменения показателей преломления и поглощения в зависимости от длины волны излучения для алюминия (материал решетки) [55].

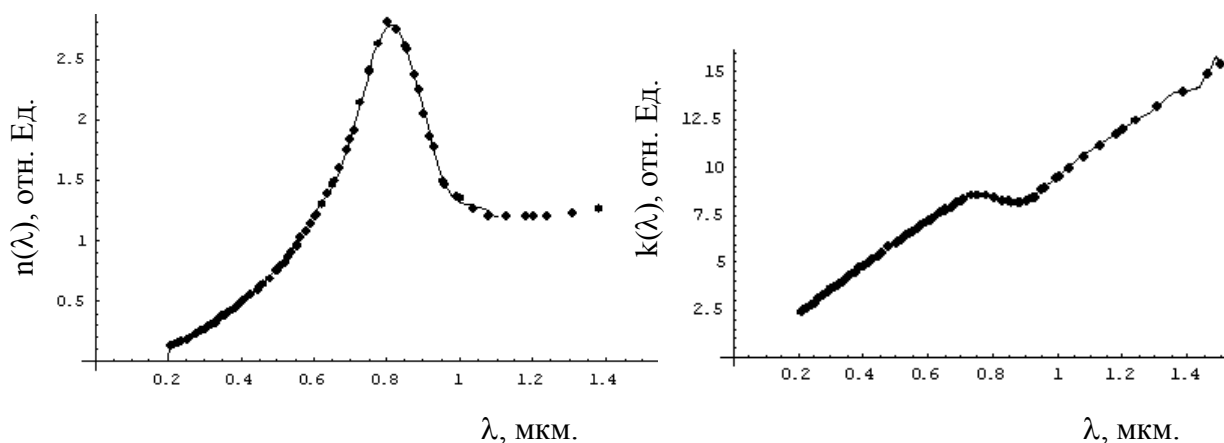


Рис.3.4 Графики изменения показателей преломления и поглощения в зависимости от длины волны излучения для алюминия.

Хорошо видно, что при длинах волн излучения примерно до 400нм и от 800нм показатели ведут себя немонотонно. В диапазоне длин волн от 400нм до 800нм следует ожидать некоторую аномалию в поведении переходного излучения. В нашем случае спектральная область наблюдения находится примерно в диапазоне от 500÷800 нм, где необходимо корректно учитывать зависимость от длины волны показателей $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$. В расчетах использовалась подгонка следующего вида, где λ подставляется в мкм $n(\lambda)=-0.171+1.076\lambda+2.81\lambda^2-7.78\lambda^3+10.715\lambda^4$ и $k(\lambda)=-3.07+42.17\lambda-107\lambda^2+166.18\lambda^3-93.81\lambda^4$, которая на рис.3.4 показана сплошной линией. Таким образом, измеряя характеристики переходного излучения, генерируемого в алюминиевой мишени, и сравнивая их с расчетами, можно дополнительно прокалибровать оптический тракт экспериментальной установки.

3.1.2 Зависимость интенсивности переходного излучения от энергии электронов.

Детальное исследование излучения, возникающего при прохождении нерелятивистских электронов 20÷60кэВ через тонкие пленки алюминия, серебра и золота,

было выполнено группой Ф.Р.Арутюняна [46-48]. Толщины пленок (a) удовлетворяли условию $a \ll \lambda$. Проводились измерения спектра и углового распределения излучения. Исследовалась зависимость интенсивности от энергии электрона, от тока пучка, от толщины пленки, от времени облучения, от угла влета электрона в пленку и от оптических постоянных веществ.

Измерения показали, что яркость свечения пленок Al, Ag и Au под действием электронов со временем постепенно падает. При дальнейшем увеличении времени облучения этот эффект исчезает. Анализ показывает, что, по-видимому, металлическая пленка под действием электронов в некоторой степени меняет свои оптические свойства.

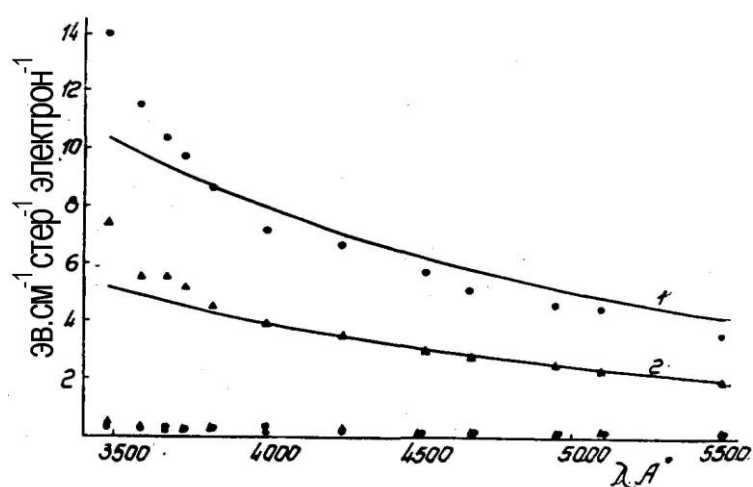


Рис.3.5 Спектральное распределение переходного излучения для Al: $E=60$ кэВ, a (толщина пленки)=27,5нм. 1.точки $-\Theta=60^\circ$; 2.значки $-\Theta=30^\circ$. Сплошные линии – теоретический расчет. [38-40]

Преимущественную часть полного выхода зарегистрированного в этих экспериментах свечения составляет переходное излучение (около 90%). Также были измерены следующие характеристики свечения при угле влета электрона $\Psi=0$: спектральный состав (см. рис.3.5), зависимость выхода от энергии электрона (см. рис.3.6). Все приведенные данные согласуются с предсказаниями теории переходного излучения для исследуемого материала.

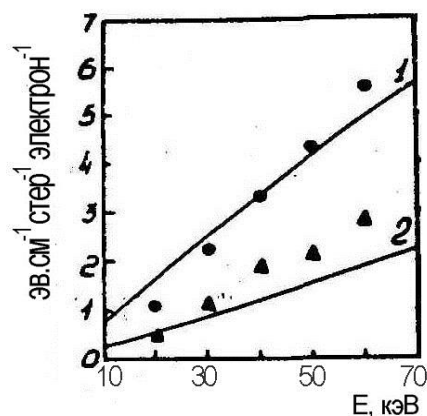


Рис.3.6 Зависимость интенсивности переходного излучения от энергии электрона. $\lambda=510\text{нм.}$, $a=66\text{нм.}$, 1.- $\Theta=55^\circ$, 2.- $\Theta=25^\circ$. Как следует из приведенных результатов, теория хорошо описывает экспериментальные данные. [46-48]

В нашем случае была проведена подобная серия экспериментов для алюминия. Геометрия эксперимента показана на рис.3.7

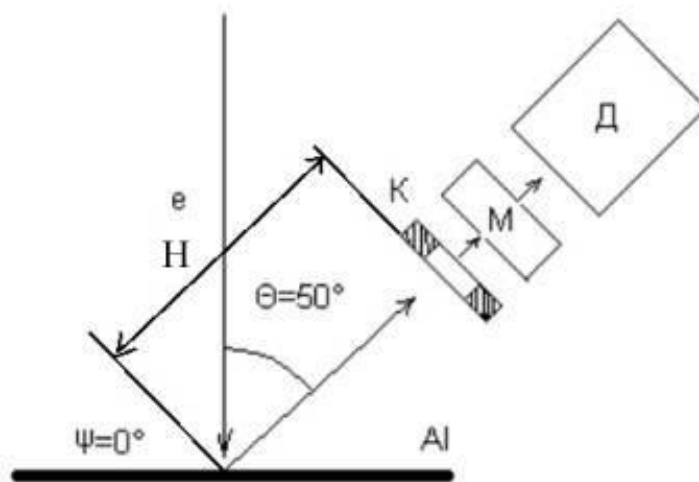


Рис.3.7 Геометрия эксперимента. К- коллиматор, М –монохроматор, Д- детектор.

В нашем эксперименте использовалась перпендикулярная геометрия, т.е. угол под которым пучок электронов падает на мишень $\psi=0^\circ$. Угол под которым регистрируется переходное излучение $\Theta=50^\circ$.

В качестве мишени использовалась алюминиевая пластинка, толщина, которой 4мм, диаметр 32мм.

В эксперименте детектировалось переходное излучение, которое попадает в коллиматор размерами $S=2 \times 10 \text{ мм}^2$, соответствующий телесному углу $\Delta\Omega=5 \times 10^{-4}$ ($H=200 \text{ мм}$). Далее спектр переходного излучения анализировался монохроматором.

При проведении данного эксперимента измерялись спектры переходного излучения и фоновые спектры, когда электронный пучок проходил мимо мишени. Для получения истинного спектра переходного излучения из общего спектра вычитался фон. Для различных диапазонов длин волн и различных энергий электронов статистическая ошибка “сигнал+фон” составила $\sim 70\%$. Для энергий пучка электронов 25, 50, 75 кэВ полученные спектры при экспозиции $t=100$ сек (время набора статистики для фиксированной длины волны) приведены на рис.3.8-3.10.

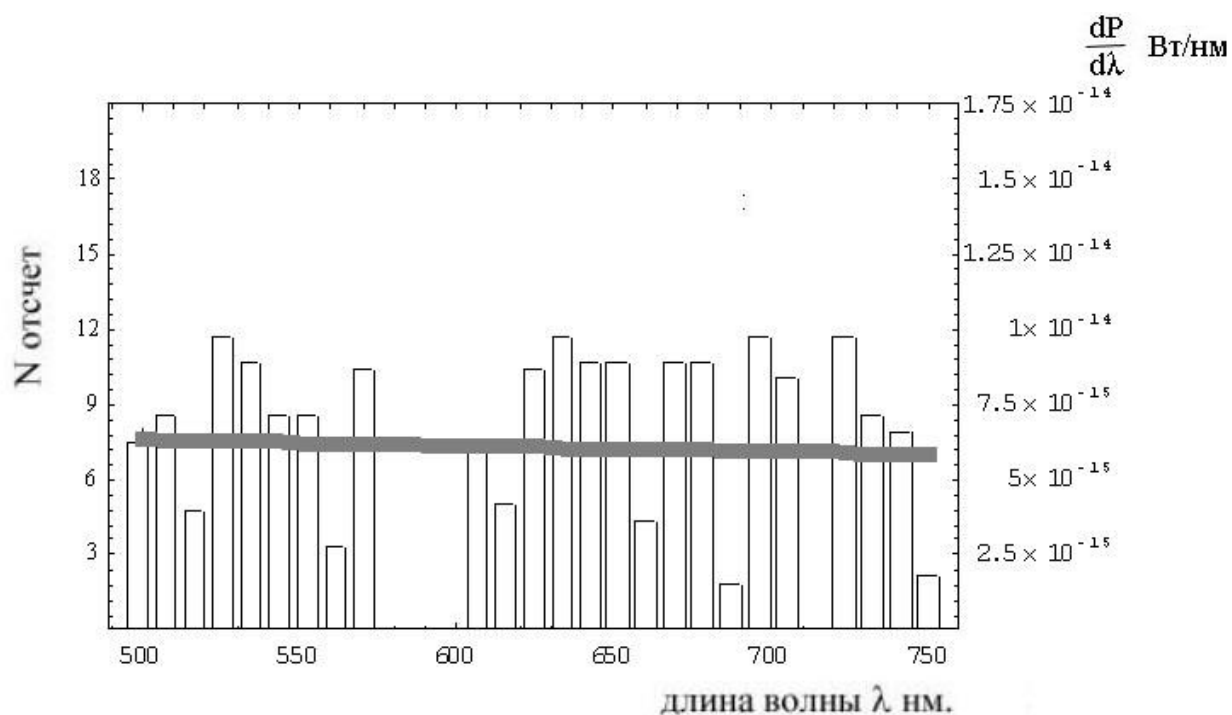


Рис.3.8 Спектр переходного излучения “сигнал-фон” при энергии 25 кэВ.

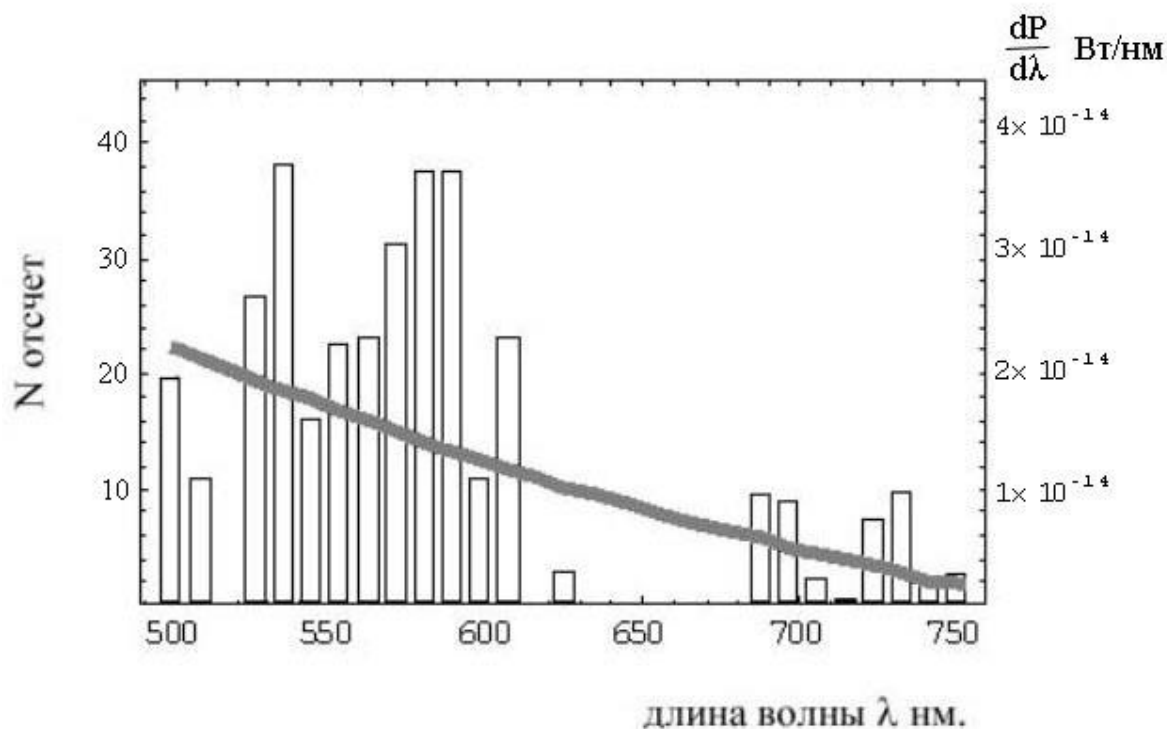


Рис.3.9 Спектр переходного излучения “сигнал-фон” при энергии 50 кэВ.

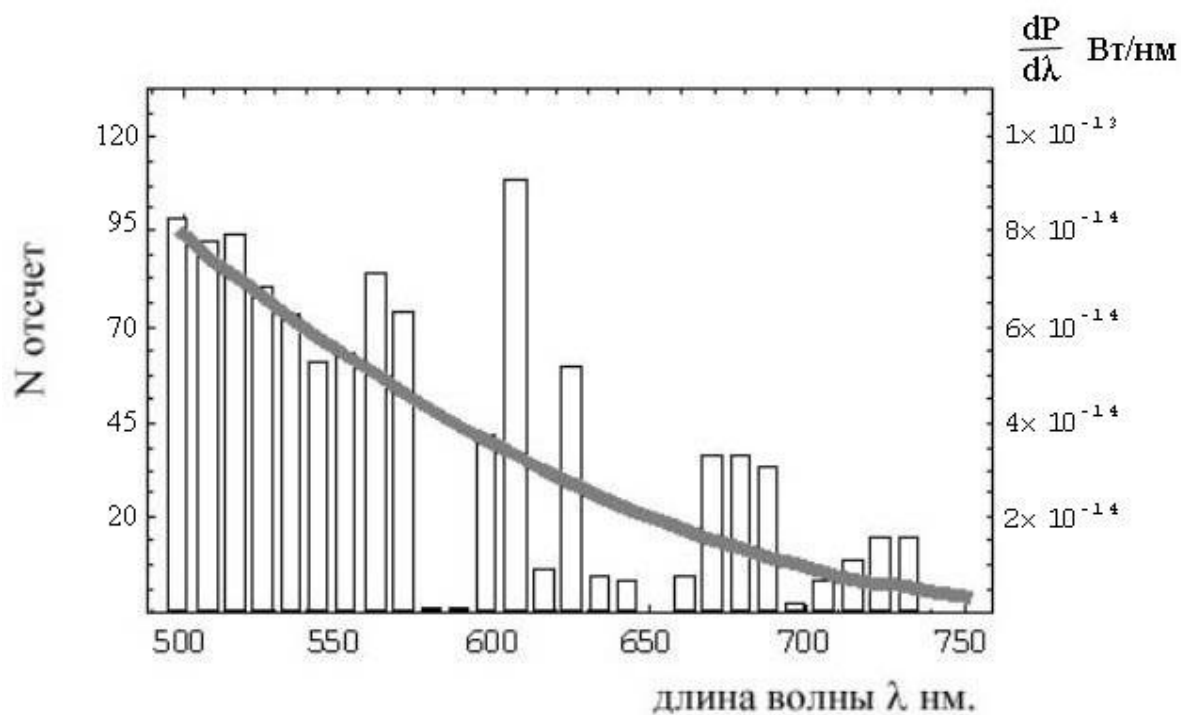


Рис.3.10 Спектр переходного излучения “сигнал-фон” при энергии 75 кэВ.

На рис.3.8-3.10 сплошной кривой показаны результаты подгонки экспонентой экспериментальных данных.

3.2 Сравнение экспериментальных результатов с теоретической моделью.

Для расчета интенсивности переходного излучения воспользуемся формулами (3.3) для $\beta_z = \beta$, $\beta_y = 0$, $\theta_z \rightarrow (\pi - \theta)$:

$$W_{n\omega} = \frac{dI_{\parallel}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2 \cos^2 \theta_z |1 - \varepsilon|^2}{\pi^2 c [1 - \beta^2 \cos^2 \theta_z] \sin^2 \theta_z} \times \left| \frac{(1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z} - \beta^2) \sin^2 \theta_z}{(1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z})(\varepsilon \cos \theta_z + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z})} \right|^2 \quad (3.3)$$

Выразим интенсивность излучения параллельной поляризации через длину волны:

$$\hbar d\omega = -\frac{2\pi\hbar}{\lambda^2} d\lambda$$

Тогда интенсивность излучения в расчете на один падающий электрон запишется как:

$$W_{n\lambda} = \frac{dI_{\parallel}}{d\lambda d\Omega} = \frac{2\alpha \hbar c}{\pi \lambda^2} \frac{\beta^2 \cos^2 \theta_z |1 - \varepsilon|^2}{[1 - \beta^2 \cos^2 \theta_z] \sin^2 \theta_z} \times \left| \frac{(1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z} - \beta^2) \sin^2 \theta_z}{(1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z})(\varepsilon \cos \theta_z + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z})} \right|^2 \quad (3.4)$$

Чтобы получить мощность переходного излучения в телесном угле $\Delta\Omega$ и в узком спектральном диапазоне $\Delta\lambda$, генерируемого пучком электронов с током $\frac{N_e}{\Delta t}$ из (3.4)

получаем:

$$\Delta P = 2\alpha \cdot \frac{N_e}{\Delta t} \cdot \frac{\hbar c}{\lambda \pi} \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot \Delta\Omega \cdot \frac{\beta^2 \cos^2 \theta_z |1 - \varepsilon|^2}{[1 - \beta^2 \cos^2 \theta_z] \sin^2 \theta_z} \times \left| \frac{(1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z} - \beta^2) \sin^2 \theta_z}{(1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z})(\varepsilon \cos \theta_z + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_z})} \right|^2 \quad (3.5)$$

В нашем случае через мишень проходит ток $I = 6 \mu\text{A}$, что соответствует числу электронов за секунду:

$$N_e = 6 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{10^{19}}{1,6} \approx 3,75 \cdot 10^{13} e^- \quad (3.6)$$

Так например, для энергии электронов $E = 75 \text{ кэВ}$, $\lambda = 600 \text{ нм}$ ($n = 1.3$, $k = 7.5$) мощность, детектируемая установкой ($\Delta\lambda = 3.5 \text{ нм}$, $\Delta\Omega = 5 \cdot 10^{-4}$) составляла $\Delta P \approx 12.25 \cdot 10^{-14} \text{ Вт}$. На

рис.3.11-3.13 приведены результаты расчетов мощности излучения, отнесенной к единичному интервалу длин волн $\frac{\Delta P}{\Delta \lambda}$ [Вт/нм], для энергии электронов 25, 50, 75кэВ.

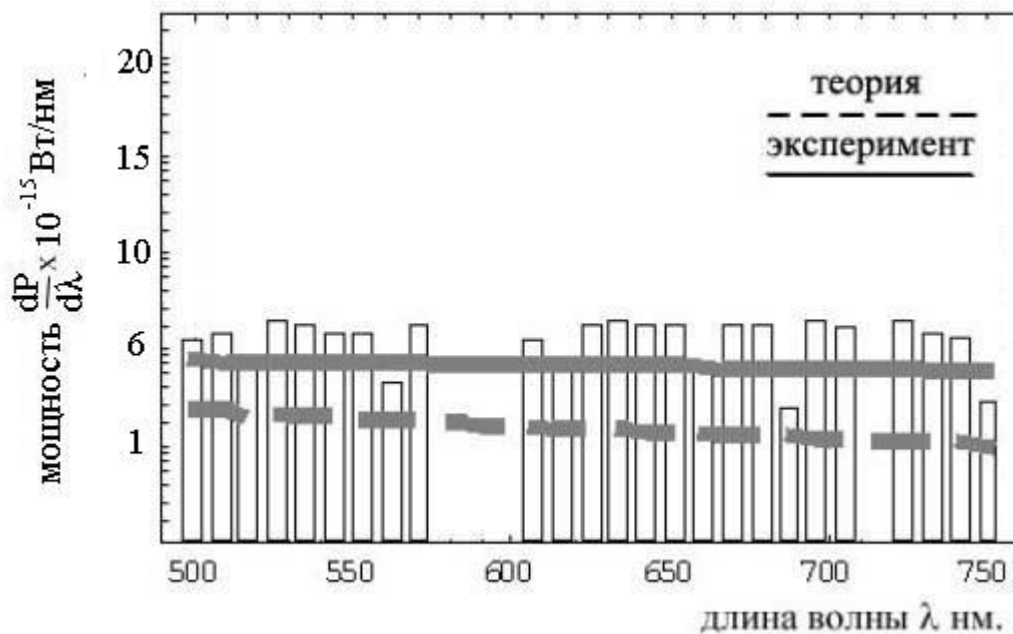


Рис3.11. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими для энергии 25 кэВ.

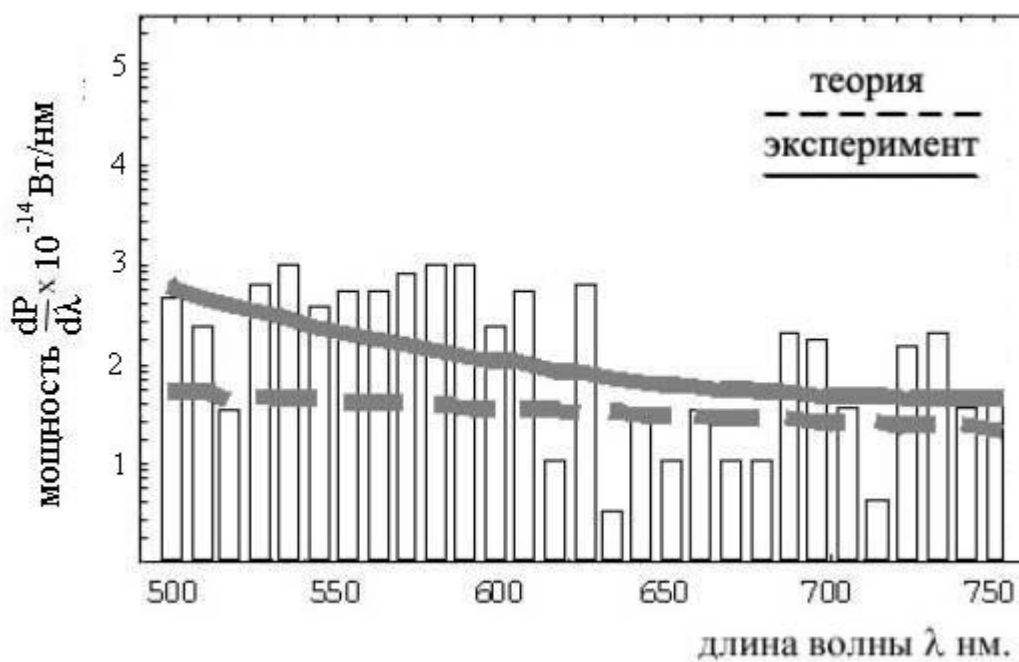


Рис.3.12 Сравнение экспериментальных данных с теоретическими для энергии 50 кэВ

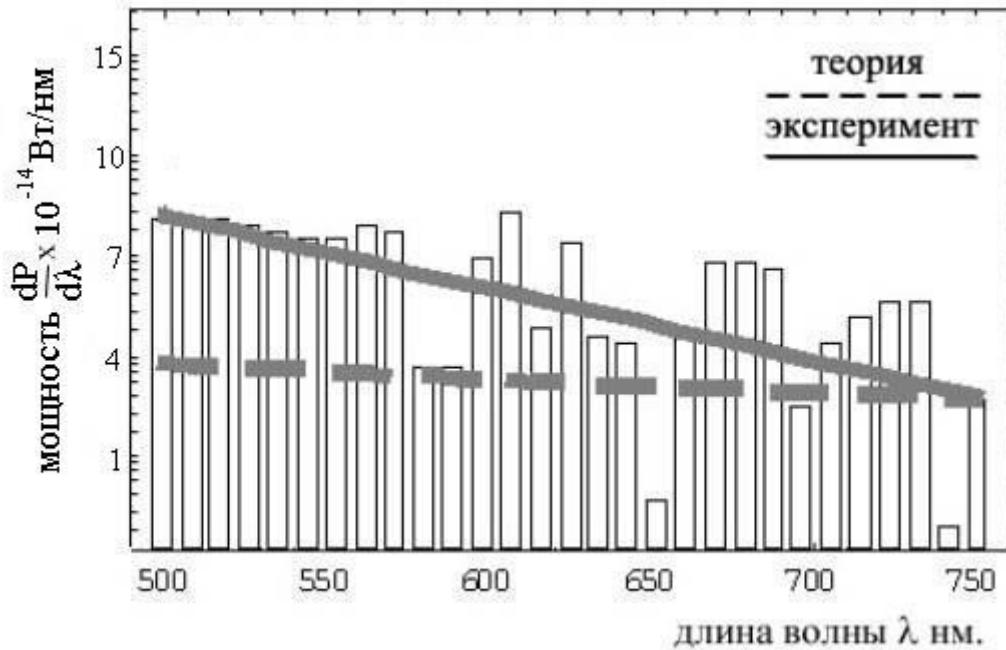


Рис.3.13 Сравнение экспериментальных данных с теоретическими для энергии 75 кэВ.

По данным спектрам можно сказать, что выход переходного излучения в диапазоне длин волн $\lambda > 650$ нм пропорционален квадрату скорости β^2 , т.е. энергии, как и ожидалось. На рис.3.14 приведена зависимость выхода переходного излучения в диапазоне длин волн

$$\text{от } \lambda_1=650 \text{ до } \lambda_2=750 \text{ нм } \Delta P = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{dP}{d\lambda} d\lambda \text{ [Вт].}$$

Измерения интенсивности переходного излучения подтвердили результаты калибровки чувствительности спектрометрического тракта и продемонстрировали возможность использования созданной экспериментальной установки для исследования характеристик излучения Смита-Парселла.

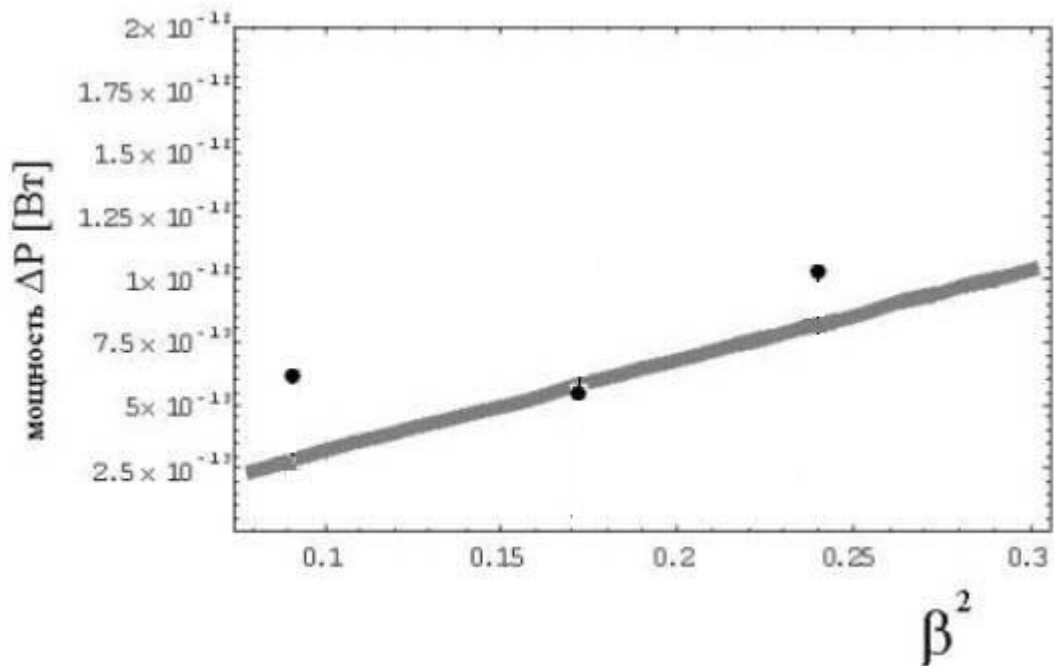


Рис.3.14 Выход переходного излучения в зависимости от β^2 .

Заметное превышение выхода излучения для более коротких длин волн связано, скорее всего, с отражением света, испускаемого катодом, поверхности мишени.

В предыдущих экспериментах использовалась сравнительно толстая мишень, где проблема теплоотвода не являлась критической. Для оценки воздействия пучка на тонкий слой алюминия, напыленного на стеклянную решетку была проведена серия экспериментов при прямом контакте пучка с поверхностью решетки. На рис.3.15 показан спектр для случая, когда пучок электронов настроен на скольжение по поверхности решетки перпендикулярно линиям решетки (расстояние между осью пучка и решеткой нулевое). Энергия электронов была равна 75КэВ, время набора на одну точку 15сек, что соответствовало времени прохождения по интервалу длин волн 400÷800нм с шагом $\Delta\lambda \approx 1$ нм более 2 часов.

В средней части спектра наблюдается размытый пик излучения, который не соответствует расчетной длине волны для излучения СП. Для проверки была проведена повторная серия экспериментов с касанием пучка поверхности, но для решетки повернутой на 90° по азимуту (рис.3.16). В этом случае эффект СП отсутствует. Наблюдается полное повторение результата, что говорит о заметном фоновом излучении, не связанном с излучением СП.

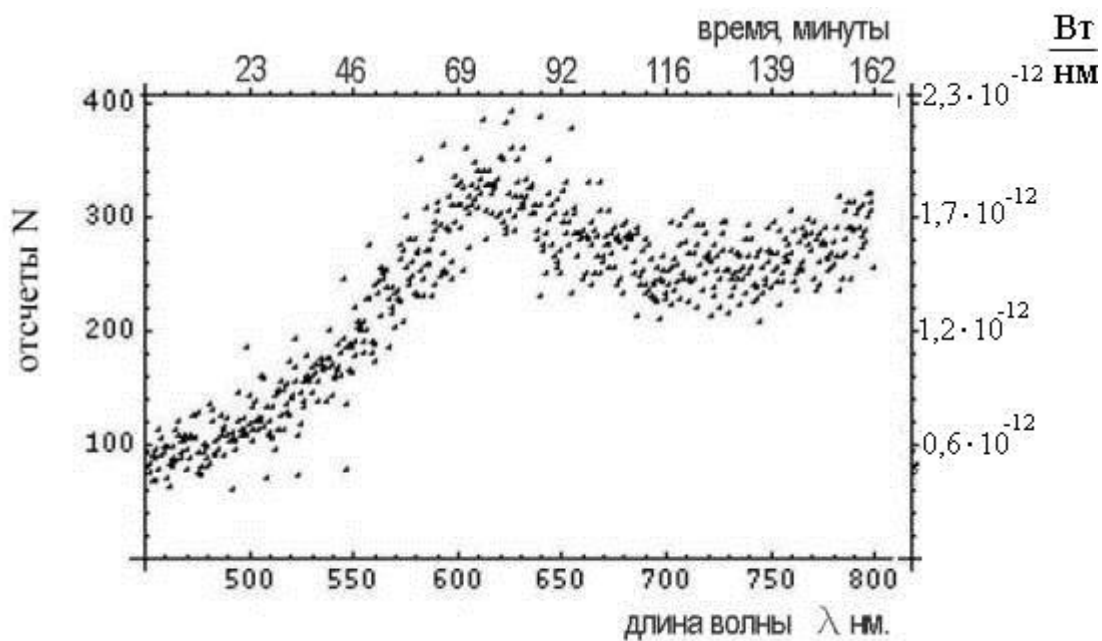


Рис.3.15 Спектр для нормально установленной решетки, пучок электронов настроен на скольжение по поверхности решетки.

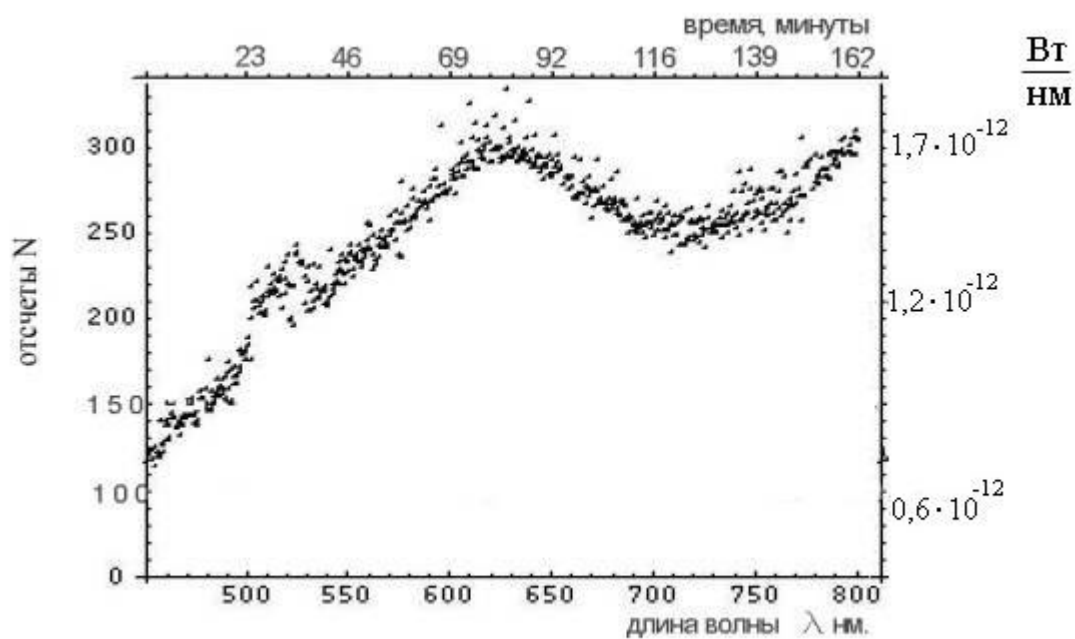


Рис.3.16 Спектр для решетки повернутой на 90^0 по азимуту, пучок электронов настроен на скольжение по поверхности решетки.

После проведенной серии экспериментов на поверхности решетки наблюдаются повреждения желобков, вызванных плавлением алюминиевого покрытия под воздействием электронного пучка. Наблюдаемый максимум в спектре излучения может быть связан с искажением оптических характеристик решетки после длительного облучения (около 80 минут) электронным пучком.

Был проведен дополнительный эксперимент с касанием пучка электронов поверхности решетки в течении более короткого времени. Время экспозиции в одной точке уменьшили до 3 секунд, для того чтобы избежать плавления напыления решетки (общее время облучения ~20 минут). На рис.3.17 показан полученный спектр излучения. В этом случае максимумов в спектре не наблюдается.

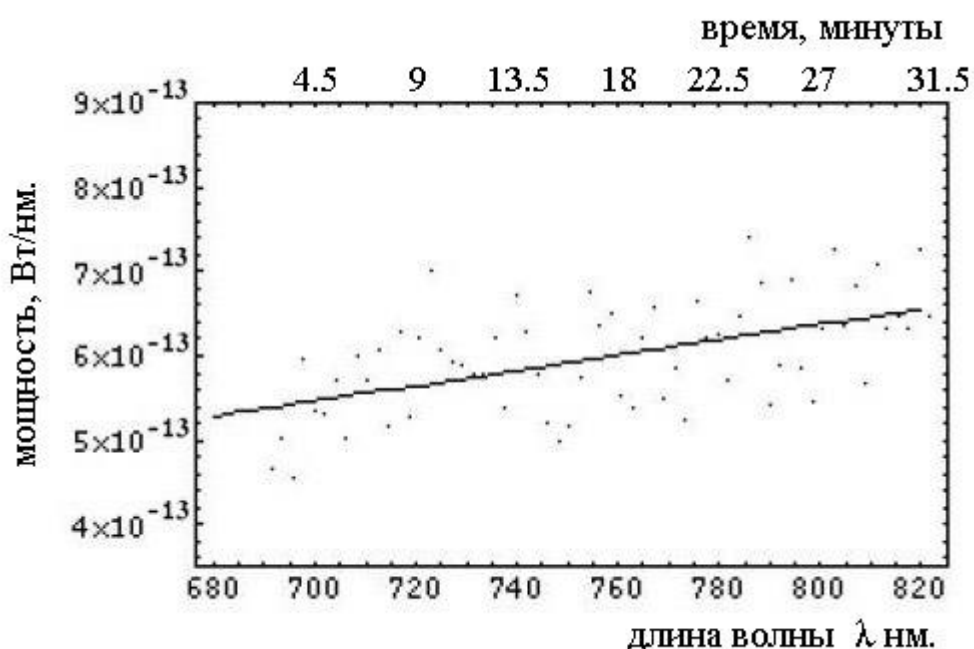


Рис.3.17 Спектр излучения при касании пучка решетки (точки); сплошная прямая - подгонка прямой.

Таким образом можно сделать вывод о необходимости строго отслеживать расстояние между пучком и решеткой по трем причинам. Первое касание пучка решетки вызовет фоновое переходное излучение, второе с течением времени произойдет плавление материала решетки и третье выход мощности ИСП экспоненциально зависит от расстояния между пучком и решеткой.

4. Исследование излучения Смита-Парселла в оптическом диапазоне на пучке электронов с энергией ≤ 75 кэВ.

В большинстве экспериментов по исследованию излучения Смита-Парселла, проводившихся на пучке нерелятивистских электронов, экспериментальные результаты сравнивались с различными теоретическими моделями, однако все известные модели были построены для мононаправленного пучка электронов, пролетающего параллельно основной плоскости решетки. В реальных экспериментах используется электронный пучок с конечным эмиттансом, поэтому представляет интерес экспериментально исследовать влияние конечного эмиттанса пучка на характеристики излучения Смита-Парселла.

Используемые решетки в нашем эксперименте имели треугольный и синусоидальный профиль с периодом 833 нм и 1мкм соответственно. Наблюдение излучения СП проводилось под углом 130^0 . В эксперименте с помощью оптического монохроматора измерялся спектр излучения в диапазоне 400÷800 нм и 500÷760 нм.

Исходя из параметров электронного пучка было выбрано расстояние между центром пучка электронов и решеткой (импакт-параметр) $d \sim 62$ мкм (треугольный профиль), $d \sim 42$ мкм (синусоидальная). В отличие от эксперимента [16], мы практически исключили взаимодействие частиц пучка с материалом решетки (при дальнейшем уменьшении импакт-параметра, когда периферийная часть электронного пучка касалась начальной и конечной части решетки мы наблюдали свечение начального и конечного этих участков решетки). Спектры как для треугольной так и для синусоидальной решеток измерялись при одинаковых экспериментальных условиях (щель монохроматора, расстояние мишень-детектор).

4.1 Измерение спектра излучения СП для перпендикулярного угла наблюдения пролета электронов.

4.1.1 Основные экспериментальные результаты.

На рис.4.1,4.2 показаны измеренные спектры ИСП для электронов с энергией 75кэВ, измеренный во всем оптическом диапазоне для решеток с треугольным профилем (ток $I_e \approx 1$ мкА) и синусоидальным (ток $I_e \approx 3$ мкА) для азимутального угла $\phi = 90^0$. В первом случае шаг монохроматора соответствовал сдвигу по длине волны $\Delta\lambda = 0,35$ нм. Время

экспозиции в каждой точке составило 10сек., что соответствовало статистике отсчетов в каждом “кармане” гистограммы $N \approx 150$ в области максимума ($\lambda \approx 550$ нм.).

В спектре мы наблюдали три достоверных пика с максимумами для длин волн $\lambda_4^{экспер} = 690$ нм, $\lambda_5^{экспер} = 555$ нм, $\lambda_6^{экспер} = 440$ нм (с шириной $\Delta\lambda/\lambda \approx 9,6\%$ см. Рис.4.1), что хорошо согласуется с расчетными значениями по дисперсионному соотношению Смита-Парселла для $n=4,5,6$ порядков дифракции $\lambda_4^{теор} = 686$ нм, $\lambda_5^{теор} = 550$ нм, $\lambda_6^{теор} = 457$ нм.

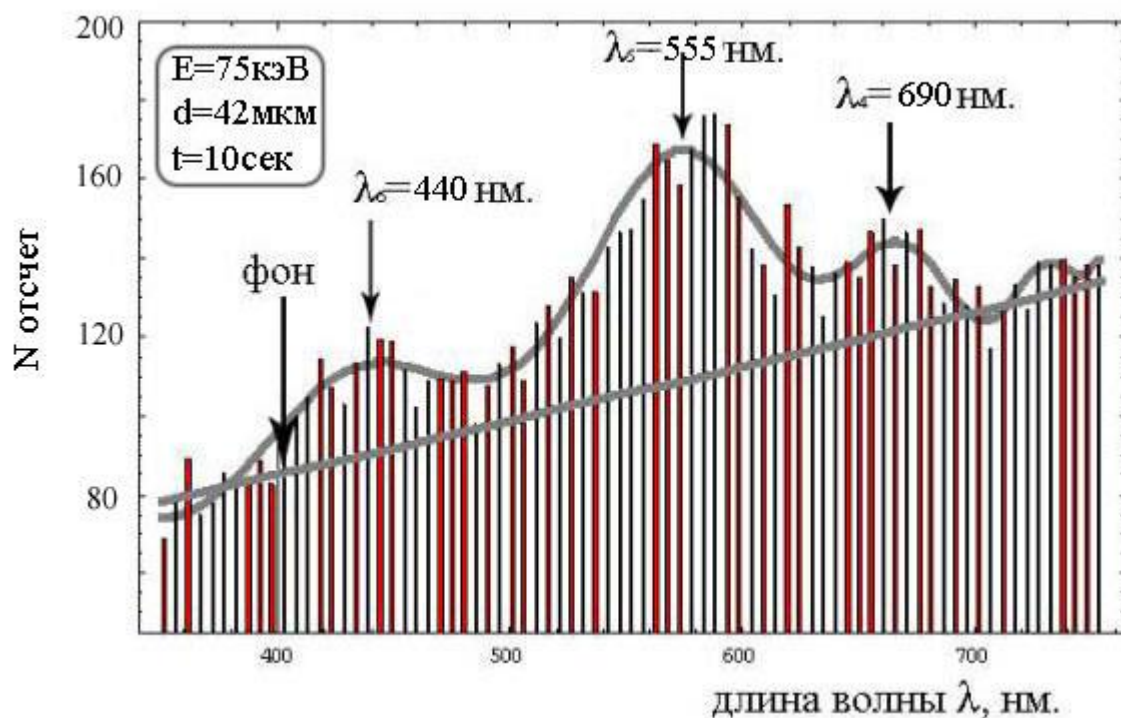


Рис.4.1 Измеренный спектр для синусоидального профиля решетки.
Сплошная кривая – подгонка полиномом, плюс фон.

Спектры для треугольного профиля показаны на рис 4.2. Измерения проводились с шагом $\Delta\lambda=0,35$ нм и экспозицией в каждой точке 15сек, что соответствовало статистике от счетов в каждом “кармане” гистограммы $N \approx 220$ в области ($\lambda \approx 750$ нм.). Вновь в спектре наблюдали яркие максимумы для длин волн $\lambda_3^{экспер} = 745$ нм, $\lambda_4^{экспер} = 560$ нм, $\lambda_5^{экспер} = 450$ нм, что хорошо согласуется с расчетными значениями по дисперсионному соотношению Смита-Парселла для $n=3,4,5$ порядков дифракции $\lambda_3^{теор} = 745,5$ нм, $\lambda_4^{теор} = 558$ нм,

$\lambda_5^{теор} = 447$ нм, причем отклонение $\frac{\Delta\lambda_3}{\lambda_{3теор}} = 0,6\%$, $\frac{\Delta\lambda_5}{\lambda_{5теор}} = 0,6\%$, что согласуется с теорией

гораздо лучше, чем результаты для синусоидальной решетки.

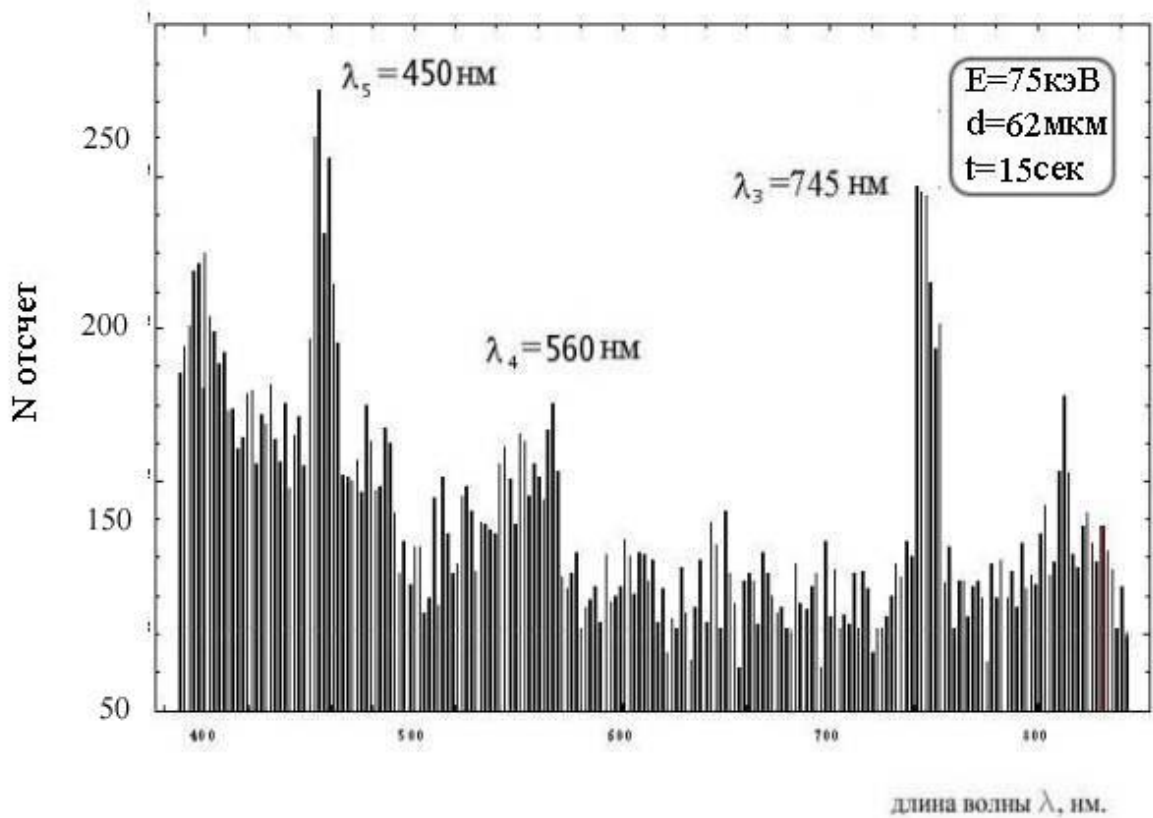


Рис.4.2 Измеренный спектр для треугольного профиля решетки.

На рис.4.3 показан спектр Смита-Парселла для треугольного профиля решетки, измеренный с мелким шагом и экспозицией $t=30$ сек в области длин волн 745нм. Переход к спектральной плотности мощности излучения проводился по методике, описанной ранее в параграфе 2.4.

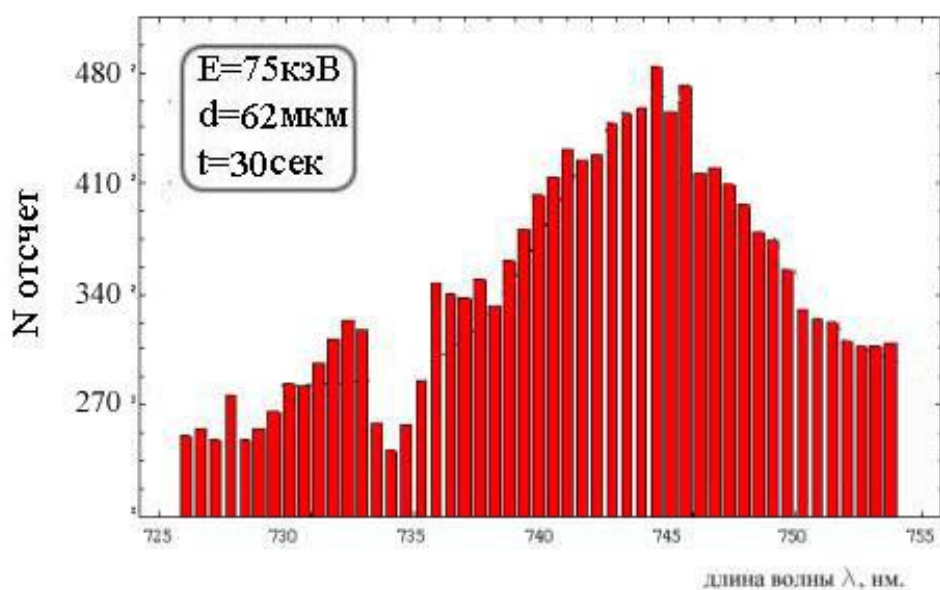


Рис.4.3 Спектр, для треугольной решетки, измеренный с мелким шагом.

На рис.4.4 также показан спектр Смита-Парселла для треугольного профиля решетки, измеренный с мелким шагом и экспозицией $t=30$ сек в области длин волн 745 нм, но с большим захватом по спектру.

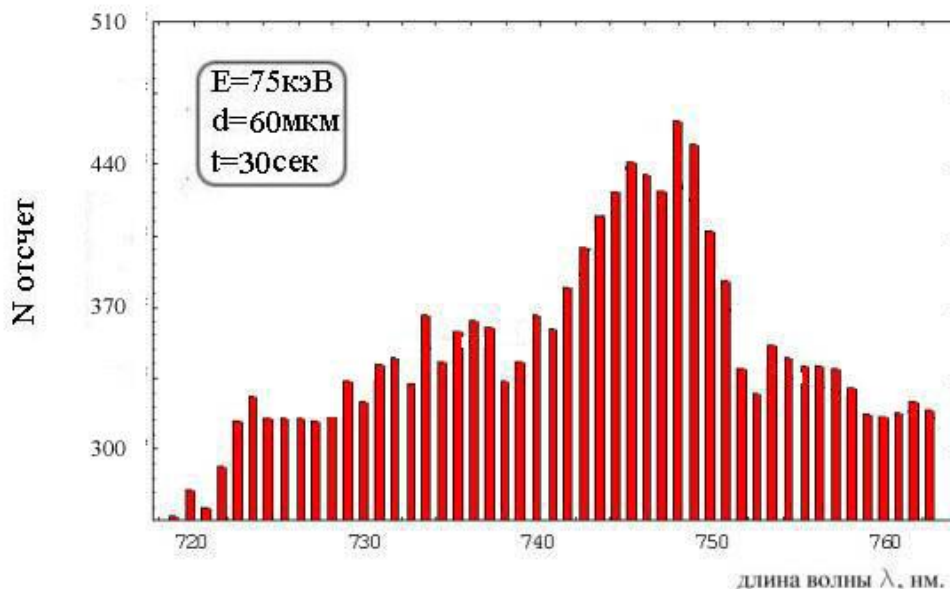


Рис.4.4 Спектр, для треугольной решетки, измеренный с мелким шагом.

При увеличении прицельного параметра до $d=100$ мкм пик вблизи $\lambda=745$ нм исчезает, т.е. выход фотонов излучения Смита-Парселла становится ниже порога чувствительности аппаратуры.

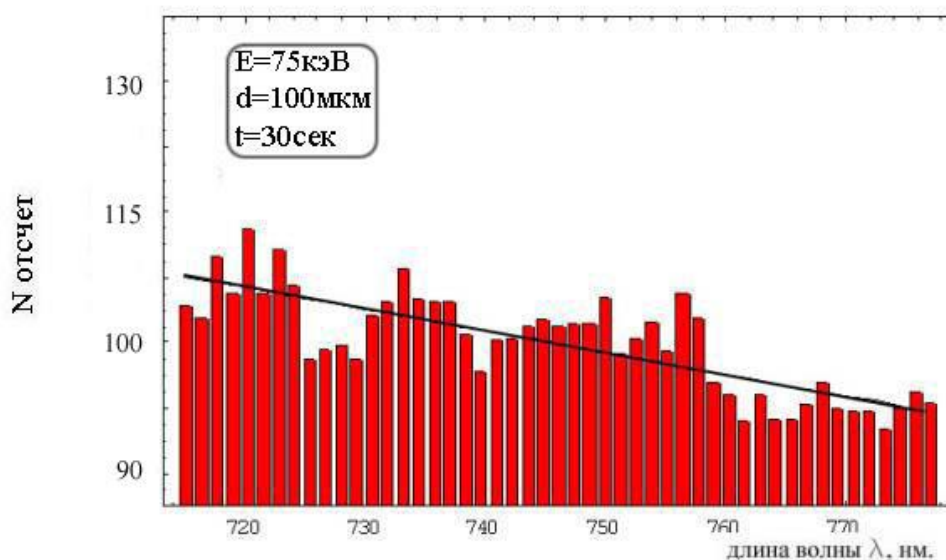


Рис.4.5 Измеренный спектр, при увеличенном прицельном параметре.

Сплошная линия подгонка.

4.1.2 Обработка экспериментальных результатов.

Для синусоидальной решетки при нормальном положении решетки ($\phi=90^\circ$) мы наблюдали достоверные пики на длинах волн $\lambda_4=670\text{нм}$, $\lambda_5=580\text{нм}$, $\lambda_6=440\text{нм}$ с шириной $\Delta\lambda/\lambda\approx 10\%$ (см. Рис.4.1, 4.6). Число “полезных” событий под каждым пиком составляло $N_6\approx 3750$, $N_5\approx 12250$, $N_4\approx 3000$. На рис.4.6 приведена подгонка тремя гауссианами “полезного” спектра, полученного после вычитания фона. Как следует из теории, для данной решетки и используемых экспериментальных условий следует ожидать следующих линий в спектре излучения СП: $\lambda_4^{теор}=686\text{нм}$, $\lambda_5^{теор}=550\text{нм}$, $\lambda_6^{теор}=457\text{нм}$. Как следует из подгонки, наблюдается некоторое расхождение между экспериментальными значениями пиков в спектре и теоретическими значениями, однако максимальное отношение $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{теор}} = \frac{\lambda_{эксп} - \lambda_{теор}}{\lambda_{теор}}$ не превышает 3%. Для пучка диаметром $\approx 50\text{мкм}$ в фокусе и током $I=3\text{мкА}$, $D=1\text{мкм}$, $n=5$ ($\lambda_5^{теор}=550\text{нм}$). Отсюда получаем экспериментальное значение мощности полезного сигнала, $\Delta P_{\text{синус}}\approx 36\cdot 10^{-12}\text{Вт}$.

Телесный угол, вырезаемый щелью монохроматора и фотокатодом ФЭУ, в нашем эксперименте оценивался как $\Delta\Omega=5\cdot 10^{-4}$. Таким образом, мы зарегистрировали уровень яркости на 1мкА ($I_{\text{синус}}=3\text{мкА}$):

$$\frac{\Delta P}{I\Delta\Omega} = 24 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Вт}}{\text{мкА} \cdot \text{стерад}} \text{ (синусоида. } n=5\text{)}$$

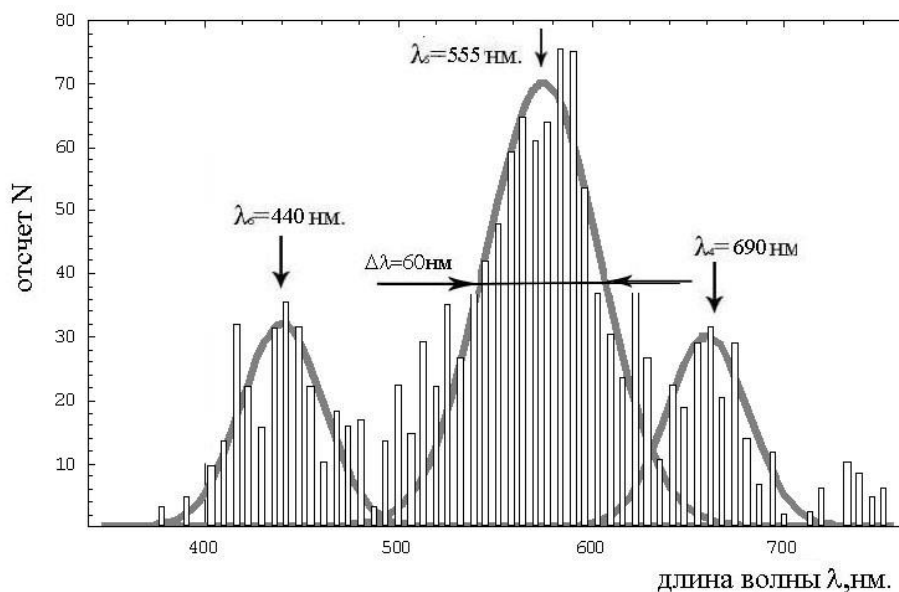


Рис.4.6 Подгонка гауссианами разности между “полезным” спектром и фоном (см. рис.4.1).

Для решетки с треугольным профилем и азимутального угла $\phi=90^\circ$ мы наблюдали яркие пики в области длин волн $\lambda=450\div 745\text{нм}$. На рис 4.7 показана процедура подгонки этих пиков. Теоретические значения $\lambda_3^{теор}=745\text{нм}$ и $\lambda_5^{теор}=447\text{нм}$ хорошо согласуются с полученными значениями, причем отклонение $\frac{\Delta\lambda_3}{\lambda_{3теор}}=0,6\%$, $\frac{\Delta\lambda_5}{\lambda_{5теор}}=0,6\%$, что согласуется с теорией гораздо лучше, чем результаты для синусоидальной решетки.

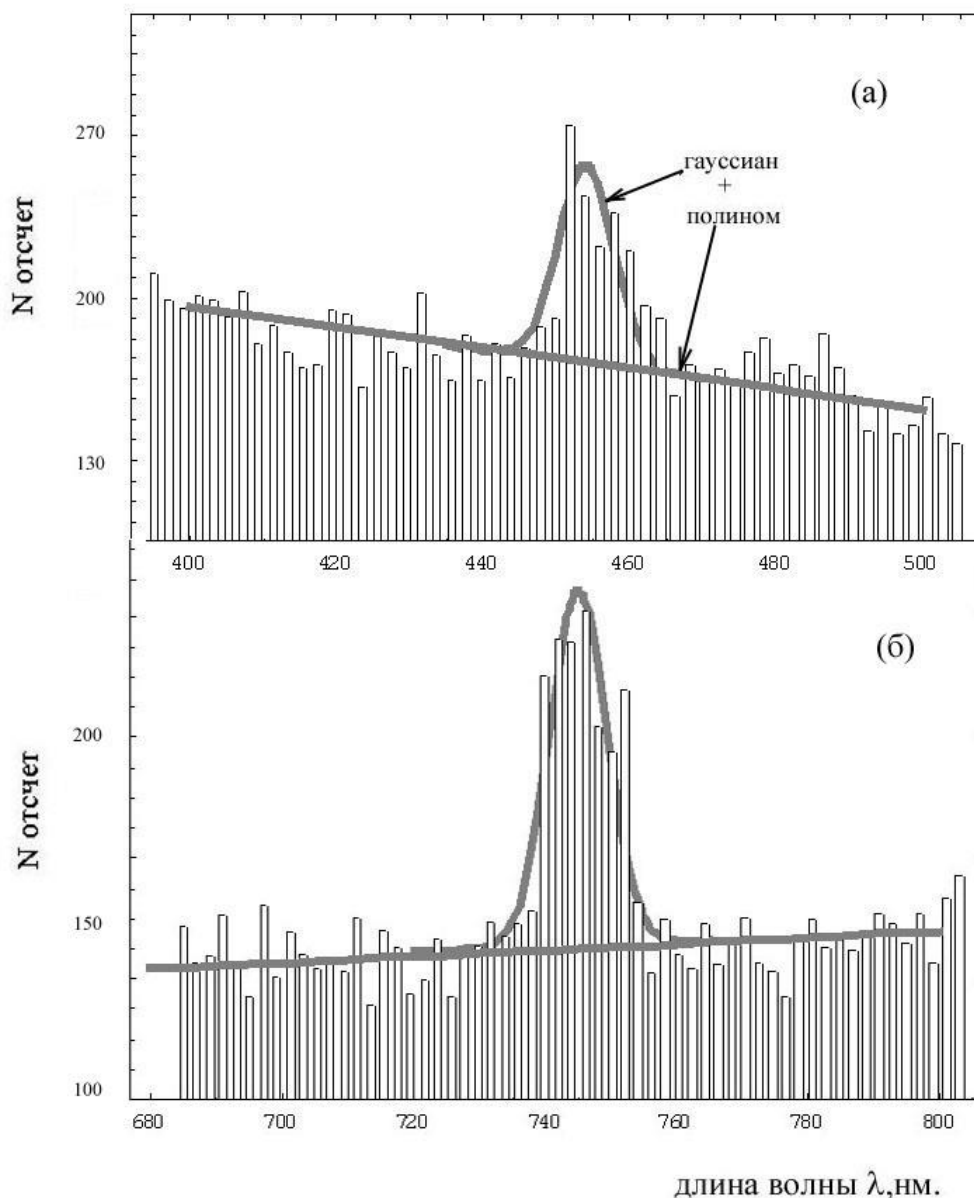


Рис.4.7 Подгонка спектра гауссианами и полиномом для решетки с треугольным профилем.

На рис.4.8 показана спектральная мощность излучения Смита-Парселла для максимумов, соответствующих λ_3 и λ_5 . Следует отметить, что измеренная ширина линии для треугольной решетки и для $\lambda_3=745\text{нм}$ составляет около 10нм (см. рис.4.8б), что значительно уже, чем для синусоидальной. По-видимому, этот факт, а также значительное расхождение в положении экспериментальных и теоретических линий для синусоидальной решетки объясняется ее несовершенством (см. рис.2.18).

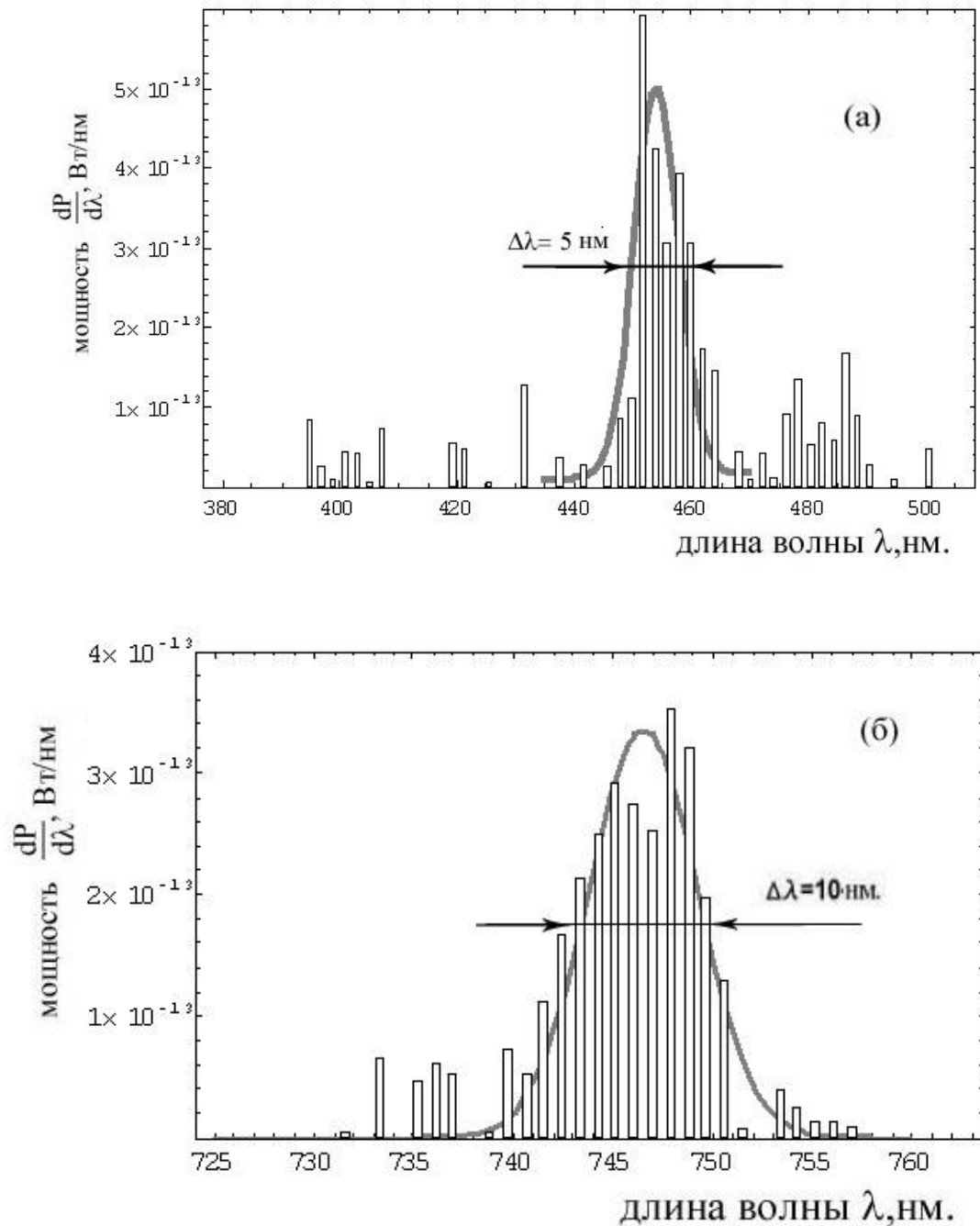


Рис.4.8 Спектральная мощность излучения Смита-Парселла для треугольной решетки: а) $n=5$; б) $n=3$ (измерен с мелким шагом).

Экспериментальное значение мощности полезного сигнала для пучка диаметром ≈ 50 мкм в фокусе и током $I=1$ мкА решетки периодом $D=833$ нм, для порядков дифракции $n=3$ и $n=5$ ($\lambda_3^{теор} = 745$ нм и $\lambda_5^{теор} = 447$ нм), соответствует $\Delta P_3^{треуг} \approx 3,2 \cdot 10^{-12}$ Вт, $\Delta P_5^{треуг} \approx 2,8 \cdot 10^{-12}$ Вт. Таким образом уровень яркости на 1 мкА:

$$\frac{\Delta P}{I \Delta \Omega} = 6,4 \cdot 10^{-9} \frac{Вт}{мкА \cdot стерад} \text{ (треугольная. } n=3)$$

$$\frac{\Delta P}{I \Delta \Omega} = 5,6 \cdot 10^{-9} \frac{Вт}{мкА \cdot стерад} \text{ (треугольная. } n=5)$$

Суммарная ошибка измерений не превышает 50%.

В эксперименте [15] измеренная мощность излучения СП для порядка дифракции $n=2$ и пучка током 0.25 мкА и энергией 100 кэВ, составляла $\Delta P \approx 3 \cdot 10^{-11}$ Вт, а яркость на единицу тока:

$$\frac{\Delta P}{I \Delta \Omega} = 16 \cdot 10^{-9} \frac{Вт}{мкА \cdot стерад}$$

В работе [16] получена мощность излучения СП в оптическом диапазоне 34 мкВт/(см²·стерад) для пучка с током 3 мА и энергией 120 кэВ. В цитируемом эксперименте детектор просматривал площадь решетки 0,5 мм², что соответствует уровню яркости:

$$\frac{\Delta P}{I \Delta \Omega} = 5,7 \cdot 10^{-11} \frac{Вт}{мкА \cdot стерад}$$

Можно отметить, что наши результаты удовлетворительно согласуются с данными эксперимента [15], тогда как результаты работы [16] более чем на два порядка ниже.

4.2 Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими расчетами.

Для теоретического рассмотрения процесса излучения СП самой простой является модель М. Кретчмара [27], изложенная выше. Эта теория хорошо описывает излучение СП получаемое от решеток с треугольным профилем.

Легко показать, что величина $\frac{\Delta P}{I \Delta \Omega}$ с точностью до постоянного множителя совпадает с угловой плотностью интенсивности излучения Смита-Парселла:

$$\frac{\Delta P}{I\Delta\Omega} \left[\frac{Вт}{мкА \cdot стерад} \right] = 10^{-6} \frac{\Delta W}{\Delta\Omega} \left[\frac{эВ}{стерад} \right]$$

Чтобы сравнить полученные экспериментальные результаты с моделями Ван-ден-Берга и Кретчмара необходимо усреднить выражение (1.2.21) (и соответствующую формулу для модели Ван-ден-Берга) по параметрам пучка. Как отмечалось ранее, при $\frac{d}{h_{int}} > 1$ интенсивность излучения Смита-Парселла спадает экспоненциально, поэтому основным фактором, влияющим на экспериментальный выход излучения Смита-Парселла, является распределение по прицельному параметру. Ниже приводится простейшая модель, позволяющая провести усреднение формулы (1.2.21) по профилю пучка, который изменяется в зависимости от продольной координаты x . При проведении усреднения мы полагали, что величины $|R_n|^2$ и $|Q_n|^2$ остаются неизменными. Согласно расчетам Ван-ден-Берга для решеток с прямоугольным [10] и синусоидальным профилем [8] структурный фактор будет соответствовать $|R_n|^2 \approx 1$ (см. рис.4.9,4.10).

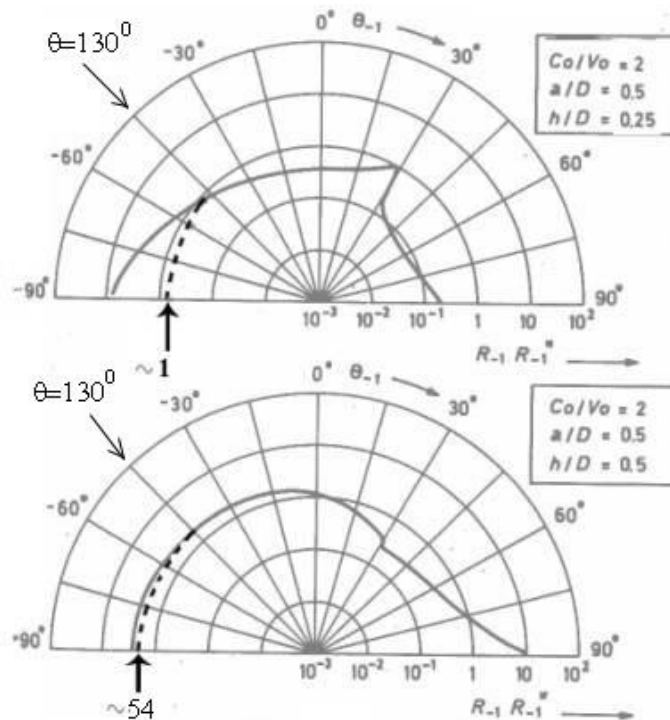


Рис.4.9 Радиационный фактор в модели Ван-ден-Берга $|\bar{R}_{-n}|^2$ для $n=1$ порядка “прямоугольной” решетки в зависимости от угла наблюдения $\theta_{-1} = 90 - \theta^0$ и параметров решетки (h -высота прямоугольного зуба решетки, D -период решетки, a -ширина прямоугольной канавки). Стрелками показан угол наблюдения и значение фактора $|\bar{R}_{-n}|^2$. [10]

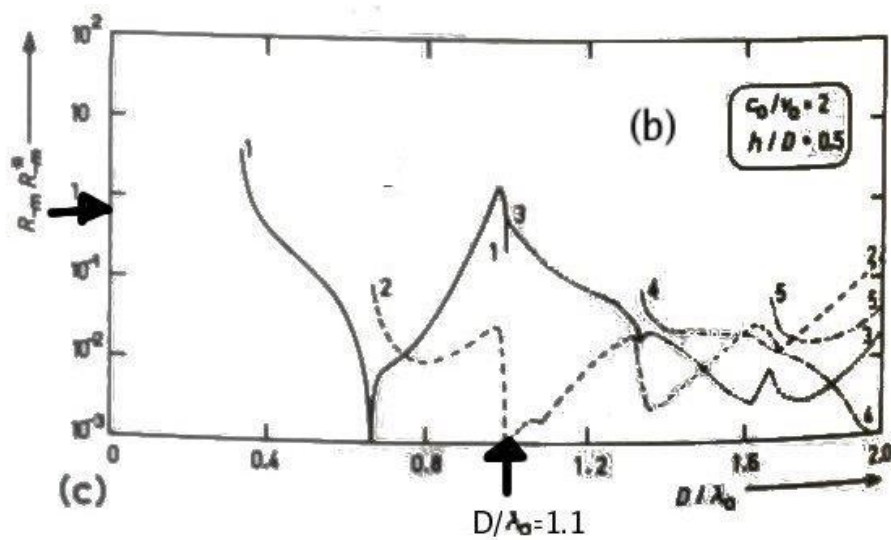


Рис.4.10 Радиационный фактор $|\bar{R}_{-n}|^2$ $n=1,3$ порядков для “синусоидальной” решетки в зависимости от параметра D/λ_0 . [8]

Существующие модели пригодны для расчета характеристик излучения Смита-Парселла для пучка с нулевой угловой расходимостью. Чтобы оценить мощность излучения для пучка электронов с конечным эмиттансом, необходимо учитывать вклад от каждого электрона, пролетающего мимо решетки с изменяющимся прицельным параметром, а также учесть форму пучка. Влияние вертикальной угловой расходимости и конечной угловой апертуры детектора $\Delta\theta$ на положение и форму линии ИСП даже в простейшей модели [52], в которой реальная решетка заменяется набором идеально проводящих полосок (стрипов), разделенных вакуумными промежутками, будет значительным.

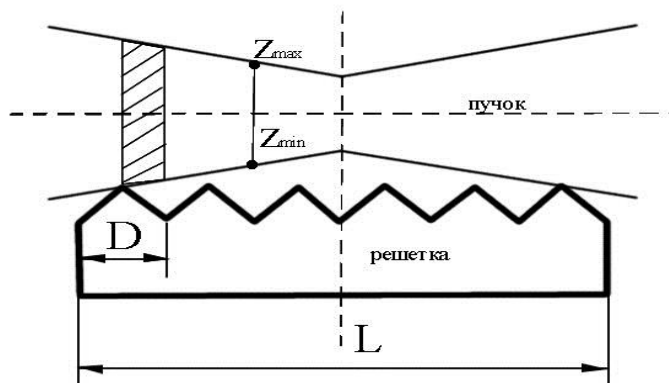


Рис.4.11 Расположение пучка электронов относительно решетки.

Для простоты будем считать, что пучок с заданным эмиттансом касается решетки только краями, а форму пучка аппроксимируем двумя конусами (см. рис.4.11). В этом случае можно произвести усреднение выхода мощности излучения СП, пренебрегая не параллельностью электронных траекторий относительно решетки (для фиксированных значений $|R_3|^2 \approx 1$, $|Q_3|^2 = 5070$ (см. параграф 2.6)). Кроме того, для упрощения расчетов было сделано допущение о равномерном распределении электронов $f(z) = \frac{const}{z_{max} - z_{min}}$ по высоте в пределах $z_{min} \leq z \leq z_{max}$ (см. рис.4.11). В итоге усреднение по размерам пучка сводится к одномерному интегралу:

$$\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle = \pi \alpha \hbar c \frac{4 n^2}{L D} N \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \Phi \cdot |R_n|^2}{\left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \sin \Phi\right)^3} \times \int_0^{L/2} dx \int_{z_{min}}^{z_{max}} dz \cdot \exp\left\{-\frac{z}{h_{int}}\right\} \frac{1}{z_{max}(x) - z_{min}(x)}, \quad (\text{Ван-ден-Берг}) \quad (4.2)$$

$$\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle = \frac{\alpha \hbar c}{4\pi D} N \frac{|Q_n|^2}{\left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \sin \Phi\right)} \times \int_0^{L/2} dx \int_{z_{min}}^{z_{max}} dz \cdot \exp\left\{-\frac{z}{h_{int}}\right\} \frac{1}{z_{max}(x) - z_{min}(x)} \quad . \quad (\text{Кретчмар}) \quad (4.3)$$

В формулах (4.2), (4.3) N - число периодов решетки. Профиль пучка определяется из ранее измеренных параметров и представлен на (рис.4.12) для двух типов решеток.

Профиль пучка для треугольной решетки аппроксимировался выражением: $z_{max}(x) = -34,4 \cdot 10^{-4} \cdot x + 136$ [мкм], $z_{min}(x) = 34,4 \cdot 10^{-4} \cdot x$ [мкм], $0 \leq x \leq 12,5$ мм.

Соответственно, профиль пучка для синусоидальной решетки выбирался в виде: $z_{max}(x) = -34,4 \cdot 10^{-4} \cdot x + 84$ [мкм], $z_{min}(x) = 34,4 \cdot 10^{-4} \cdot x$ [мкм], $0 \leq x \leq 5$ мм. Предполагая, что фокус электронного пучка расположен над серединой решетки, усреднение проводится только от начала до ее центра в силу симметрии задачи.

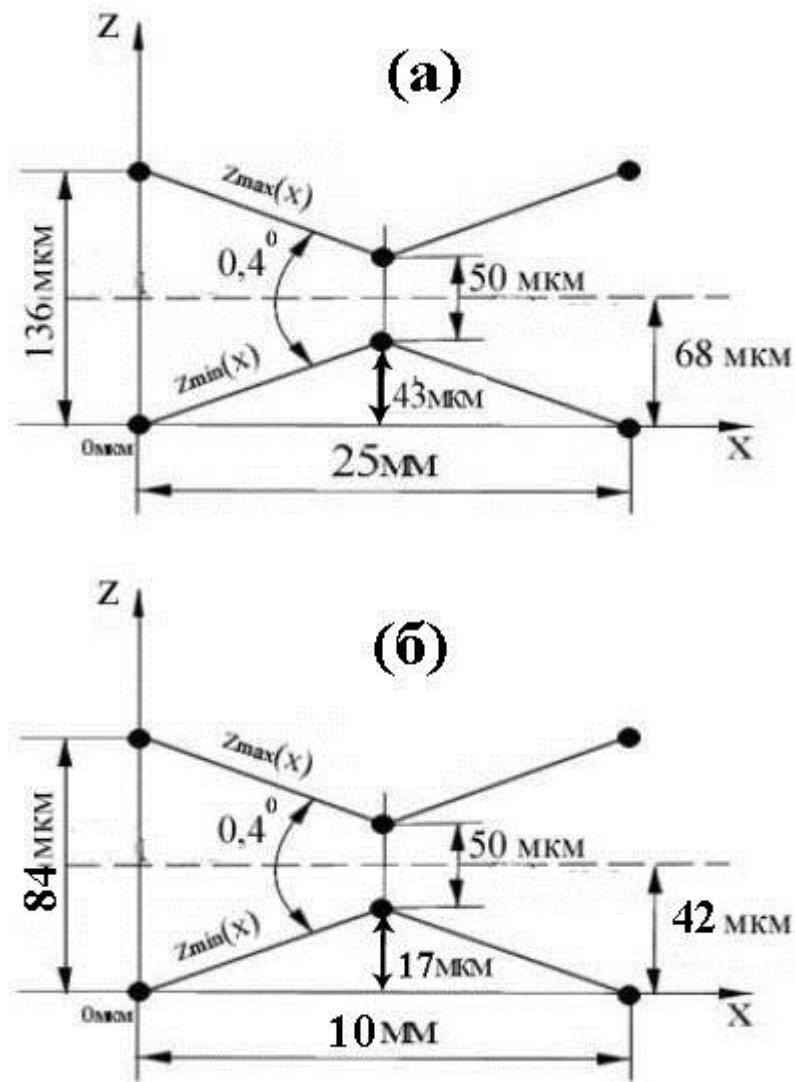


Рис.4.12 Аппроксимация профиля электронного пучка. а) для решетки длиной 25мм (треугольный профиль); б) для решетки длиной 10мм (профиль синусоидальный).

Для наших условий эксперимента оценка мощности по формуле (4.2) дает следующий результат $\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle \approx 1,7 \cdot 10^{-3} \frac{\text{эВ}}{\text{стерад}}$ (треугольный, $n=3$),

$\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle \approx 3 \cdot 10^{-3} \frac{\text{эВ}}{\text{стерад}}$ (синусоида, $n=5$), что находится в разумном согласии с

экспериментальными значениями для треугольного профиля решетки

$\frac{\Delta W_{\text{эксп}}}{\Delta\Omega} = 6,4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{эВ}}{\text{стерад}}$, тогда как для синусоидального согласие заметно хуже

$\frac{\Delta W_{\text{эксп}}}{\Delta\Omega} = 24 \cdot 10^{-3} \frac{\text{эВ}}{\text{стерад}}$ (синусоида) (см. рис.4.6-4.7). Аналогичная оценка

интенсивности по теории Кретчмара (4.3) дает результаты $\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle \approx 148 \cdot 10^{-3} \frac{\text{эВ}}{\text{стерад}}$ (треугольный, $n=3$), $\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle \approx 62,8 \cdot 10^{-2} \frac{\text{эВ}}{\text{стерад}}$ (синусоида, $n=5$), которые существенно расходятся с экспериментом.

В работе [24] было проведено сравнение структурного фактора $|\bar{Q}_n|_{\text{теория}}^2$ вычисленного по модели Кретчмара и экспериментально измеренного $|\bar{Q}_n|_{\text{эксперимент}}^2$ для энергии пучка $E=855\text{МэВ}$. Результаты сравнения показаны в таблице.4.1, где $V = \frac{|\bar{Q}_n|_{\text{теория}}^2}{|\bar{Q}_n|_{\text{эксперимент}}^2}$.

Таблица.4.1

Угол решетки	$\lambda[\text{нм}]$	n	$ \bar{Q}_n _{\text{теория}}^2$	$ \bar{Q}_n _{\text{эксперимент}}^2$	V
$\alpha=17.27^0$	360	1	11.9	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$	$9.9 \cdot 10^3$
	546	1	7.8	$(6.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^3$
$\alpha=41.12^0$	360	1	14.3	$(4 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$3.6 \cdot 10^4$
		2	47.6	$(4.6 \pm 0.2) \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^5$
		3	51.8	$(2.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^4$
	546	1	13.5	$(5.1 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}$	$2.6 \cdot 10^4$
		2	31	$(1.7 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^4$
$\alpha=0.8^0$	360	1	$2.1 \cdot 10^{-1}$	$< 3.7 \cdot 10^{-3}$	> 57

Таким образом, можно сделать вывод, что модель Кретчмара для решетки с треугольным профилем дает неверные результаты как для ультррелятивистского случая (см. табл.4.1), так и в нерелятивистском случае, поэтому в дальнейшем в расчетах будет использоваться теория Ван-ден-Берга и значение фактора $|R_3|^2 \approx 1$ для наших экспериментальных условий.

Используя выражение 1.2.19 с фактором $|\bar{R}_n|^2$ из теории Ван ден Берга с поправкой на постоянный множитель и усреднение, показанное в формуле 4.2 были получены теоретические расчетные спектры излучения СП для расстояния от центра пучка до решетки: треугольный профиль - 62мкм (радиус пучка в фокусе ~50мкм), $n=3$ порядок, $\beta=0.49$, $\theta=130^0$, телесный угол вырезаемый монохроматором $\Delta\Omega=5 \cdot 10^{-4}$. Свертка

расчетных спектров производилась с аппаратурной линией для разрешения монохроматора $\Delta\lambda=3,5\text{нм}$ (см. рис.4.13). На спектрах показаны три порядка излучения $n=3$, $n=4$, $n=5$. Из рисунка видно насколько сильно падает интенсивность излучения СП, с увеличением порядка дифракции. Поэтому в нашем эксперименте измерительная система настраивалась на наименьший возможный порядок дифракции.

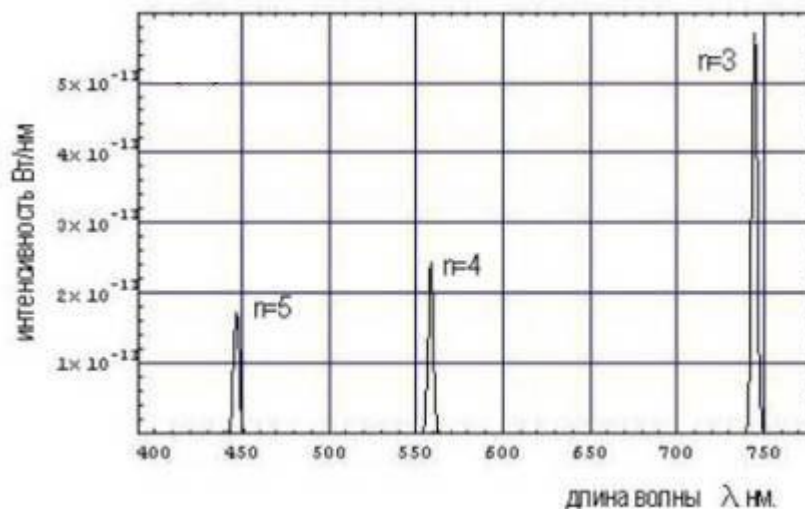


Рис.4.13 Расчетные спектры излучения СП $n=3$, $n=4$ и $n=5$ порядков для треугольного профиля. Форма линии ИСП получена после усреднения по вертикальному размеру пучка.

Для более точного определения вида спектра ИСП необходимо учесть влияние конечной угловой апертуры монохроматора и горизонтальную, вертикальную расходимость пучка электронов.

4.3 Монохроматичность излучения Смита-Парселла.

4.3.1 Влияние конечной угловой апертуры $\Delta\theta$.

Диапазон углов Φ и θ определяется из геометрии эксперимента и апертуры монохроматора. Монохроматор располагался относительно оси пучка электронов под углом $\theta=130^\circ$. На рис.4.14 изображена схема погрешности определения угла излучения СП, из-за протяженности решетки и щели монохроматора.

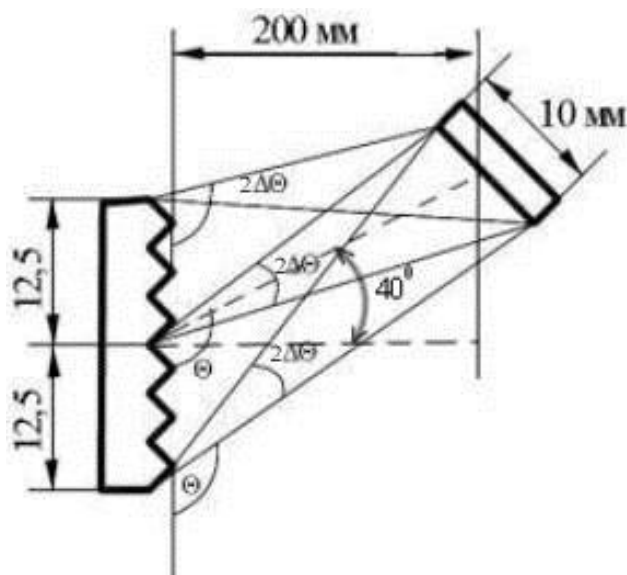


Рис.4.14 Схема погрешности определения угла излучения СП.

Из рисунка можно определить диапазон угла $\theta \pm \Delta\theta = 130^\circ \pm 1,15^\circ$ для решетки с перпендикулярно направленными дорожками к пучку электронов и протяженностью $L=25\text{мм}$. Диапазон углов $\Phi \pm \Delta\Phi \approx 90^\circ \pm 0,6^\circ$ определяется подобным образом, что соответствует телесному углу $\Delta\Omega = 4 \sin \theta \Delta\theta \cdot \Delta\Phi = 5 \cdot 10^{-4}$. Согласно формуле Смита-Парселла (1) легко получить уширение $\Delta\lambda$ в зависимости от апертуры детектора $\Delta\theta$:

$$\Delta\lambda = \frac{D}{|n|} \sin \theta \cdot \Delta\theta$$

Для нулевого эмиттанса и апертуры $\Delta\theta = 2,3^\circ$, мы получили оценку монохроматичности:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\sin \theta}{1/\beta - \cos \theta} \Delta\theta = 0,6\%$$

4.3.2 Влияние горизонтальной расходимости.

В работе [14] авторы разработали модель, позволяющую учесть так называемую «горизонтальную» расходимость пучка (в плоскости, параллельной поверхности решетки). В работе [26] рассматривалось влияние «косого» горизонтального пролета электронов над решеткой, т.е. когда пучок пролетает параллельно поверхности решетки под углом α к перпендикуляру границы стрипа (рис.4.15).

Авторы цитируемой работы показали, что для частиц положение линии в спектре в этом случае совпадает с положением, определяемым формулой Смита-Парселла при

замене в формуле (1) D на $\frac{D}{\cos \alpha}$. Другими словами, для «горизонтальной» расходимости пучка линия сдвигается в «мягкую» часть спектра.

Таким образом, ширина линии (монохроматичность) определяется соотношением:

$$\lambda(\alpha) = \frac{d}{n \cos \alpha} (1/\beta - \cos \Theta)$$

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \approx \frac{\lambda(\alpha) - \lambda(0)}{\lambda(0)} \approx \frac{1}{\cos \alpha} - 1 \approx \frac{\alpha^2}{2}$$

Для нашего случая $\alpha_{\max} = 0,2^\circ$, т.е. вклад горизонтальной расходимости в монохроматичность составляет:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \approx 6 \cdot 10^{-4} \% .$$

Поэтому в нашем случае эффектами, связанными с горизонтальной расходимостью, на форму линии в спектре излучения можно пренебречь.

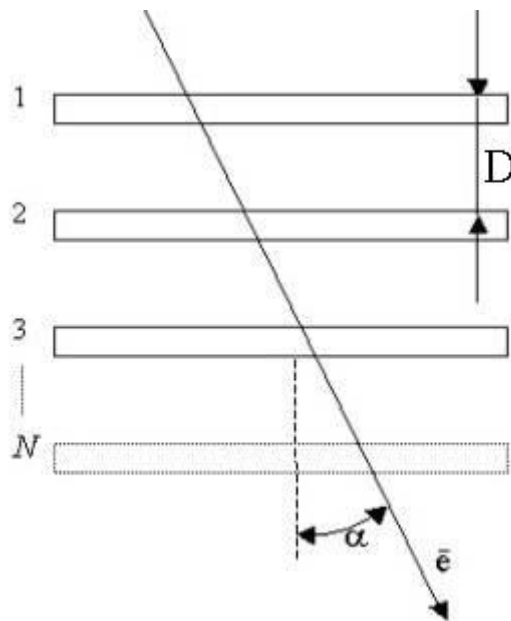


Рис.4.15. Наклонный пролет электрона в горизонтальной плоскости.

4.3.3 Влияние вертикальной расходимости.

Для учета вертикальной расходимости рассмотрим идеализированный случай, когда размером пучка в «фокусе» можно пренебречь по сравнению с прицельным параметром, рис.4.16. В этом случае изменяется угол наклона θ_0 пролетающего электрона, а положение детектора «зафиксировано» относительно решетки. Угол наблюдения θ отсчитывается от плоскости решетки, см. рис.4.16.

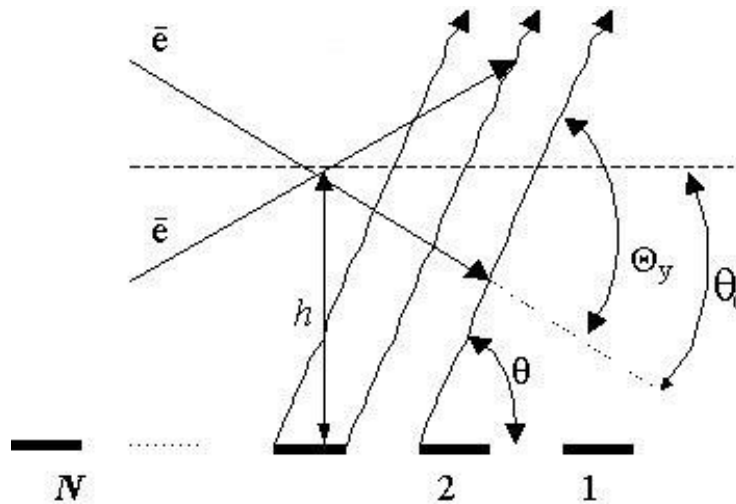


Рис.4.16. Непараллельный пролет в вертикальной плоскости.

Аналог формулы Смита-Парселла в этом случае записывается в виде [52]:

$$\lambda' = \frac{D}{n} \left(\frac{\cos \theta_0}{\beta} - \cos(\theta - \theta_0) \right) \quad (4.5)$$

Таким образом, ширина линии (монохроматичность) определяется соотношением

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \approx \frac{\lambda - \lambda'}{\lambda}$$

Для нашего случая $\theta_0 = 0,2^\circ$ оценка влияния вертикальной расходимости на ширину линии составляет (см. рис.4.17):

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \approx 0,1\% .$$

Ясно, что эффект от вертикальной угловой расходимости гораздо выше, чем от горизонтальной. Однако эта оценка справедлива, если диаметр пучка в фокусе и на входном периоде решетки существенно меньше, чем прицельное расстояние. В нашем случае это приближение не выполняется, поэтому необходимо провести моделирование ширины линии с учетом нарушения этого приближения.

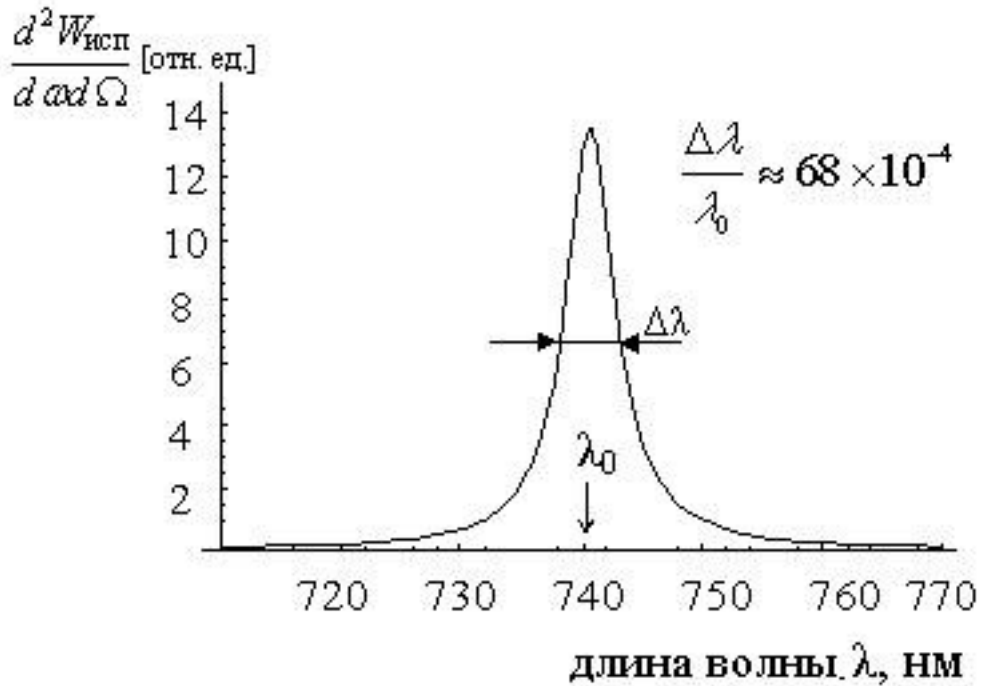


Рис.4.17 Линия ИСП, усредненная по интервалу углов вертикального пролета, для следующих параметров: L (длина решетки)=25мм, $\theta=130^\circ$, $D=833$ нм, $\beta=0.49$, $h=130,9$ мкм, $\theta_0=0.2^\circ$.

Для моделирования геометрия выбиралась таким образом, чтобы на краю решетки траектория частицы касалась последней для максимального угла пролета $\theta_0=4,2$ мрад. Уширение линии происходит, в первую очередь, из-за увеличения расстояния между пролетающим электроном и решеткой для ненулевого угла пролета θ_0 . При удалении электрона от решетки на расстояние большее, чем h_{int} (см. формулу (1.13)), остальная часть решетки практически не дает вклада, т.е. вместо N периодов линия ИСП формируется при излучении на гораздо меньшем числе периодов $N_{\text{эфф}} \ll N$, где эффективное число периодов $N_{\text{эфф}}$ как раз и определяется начальным участком решетки. Исходя из экспериментальных значений ширины линии можно оценить эффективное число периодов, дающих вклад в линию ИСП, $N_{\text{эфф}} \approx \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 70$.

На рис.4.18 приведен расчет формы линии ИСП по предложенной модели для нашей апертуры, при усреднении по вертикальному угловому распределению, которое аппроксимировалось гауссианом, с дисперсией $\sigma=1,4$ мрад. Как следует из рисунка, линия ИСП уширяется до значения $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 2,6\%$.

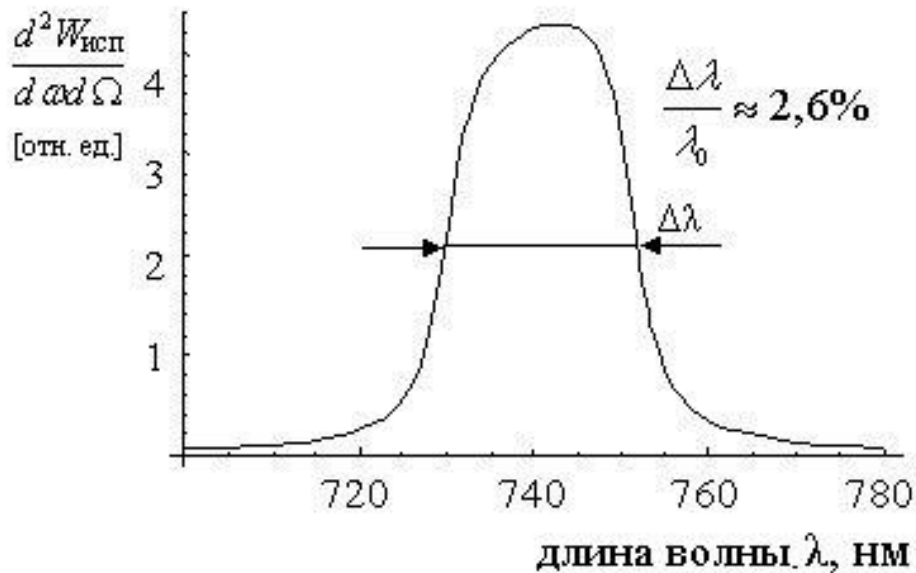


Рис.4.18 Форма линии ИСП после усреднения по вертикальному эмиттансу для экспериментальных значений апертуры монохроматора.

Уширение линии ИСП было вычислено с использованием простейшей модели излучения Смита-Парселла плоской решетки из проводящих стрипов с вакуумными промежутками, где профиль реальной решетки не учитывается. Однако данная модель позволяет получить только полуколичественные оценки для учета влияния конечного эмиттанса пучка на характеристики ИСП. Это, в свою очередь, позволяет использовать полученные результаты для оценки КПД нового типа ЛСЭ на основе ИСП, где монохроматичность линии в спектре играет определяющую роль.

Заклучение.

На электронном пучке микроскопа ЭММА-2, диаметром $\approx 50\mu\text{м}$ в фокусе и эмиттансом 1.7×10^{-4} п.мм.рад, под углами наблюдения θ вблизи 130° подбором периода решеток, для длины решетки $L=25\text{мм}$ (соответствует экспериментальному) согласно расчетам по формуле (4.6) полученной из (4.2) описывающей усреднение по размерам пучка и дисперсионного соотношения (1.12):

$$\left\langle \frac{dW}{d\Omega} \right\rangle = \pi \alpha \hbar c \frac{4}{L} \frac{n}{\lambda / (1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)} N \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \Phi \cdot |R_n|^2}{\left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \sin \Phi\right)^3} \times$$

$$\int_0^{L/2} dx \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} dz \cdot \exp \left\{ -\frac{z}{h_{\text{int}}} \right\} \frac{1}{z_{\max}(x) - z_{\min}(x)}, \quad (4.6)$$

$$N = \frac{L}{D} = \frac{L}{\lambda n / (1/\beta - \cos \theta \sin \Phi)}$$

максимум мощности излучения Смита-Парселла достигается на длине волны ~ 30 мкм ($D \approx 11,2$ мкм) (см. рис.4.19), $\sim \left\langle \frac{dP}{Id\Omega} \right\rangle \approx 2 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Вт}}{\text{мкА} \cdot \text{стерад}}$, что превышает мощность в световом диапазоне. Полученная оценка показывает возможность реализации на базе нашей установки лазера на свободных электронах по схеме предложенной в работе [15,22,50,54], в диапазоне длин волн ~ 30 мкм.

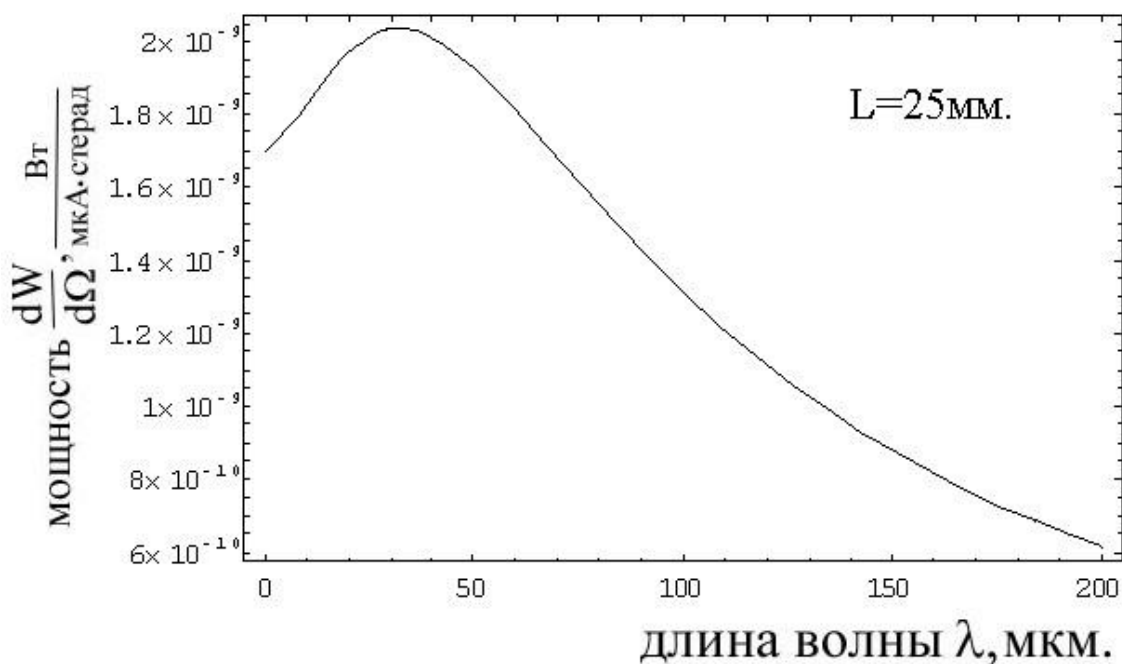


Рис.4.19 Расчет максимума мощности излучения СП возможный получить на микроскопе ЭММА-2 в заданных экспериментальных условиях для $L=25$ мм. (для упрощения расчетов полагали $|R_n|^2 \approx 1$).

Результаты настоящей работы, выносимой на защиту, заключаются в следующем:

1. Создана экспериментальная установка для получения и исследования излучения Смита-Парселла в оптическом диапазоне длин волн на основе электронного микроскопа ЭММА-2.
2. Экспериментально измерены характеристики интенсивности ИСП для электронов с энергией 75 кэВ пролетающими над дифракционными решетками с периодом 1 мкм и 833 нм.
3. Проведено сравнение с расчетами и с результатами других экспериментов, показывающие разумное совпадение с экспериментом [15] и значительное отличие от результатов работы [16]. Показано, что модель Бахаймера дает завышенные

результаты, тогда как модель Ван-ден-Берга удовлетворительно согласуется с экспериментом.

4. Экспериментально измерены характеристики оптического переходного излучения, возникающего в алюминиевой мишени под действием пучка электронов с энергией 25-75кэВ.
5. Разработана модель для оценки влияния конечного эмиттанта на характеристики излучения Смита-Парселла.
6. Разработаны математические программы на основе теорий Ван-ден-Берга, П.Бахаймера и М.Кретчмара для расчетов характеристик ожидаемого в эксперименте ИСП.
7. Проанализировано влияние расходимости электронного пучка на монохроматичность линии ИСП.
8. Вычислена длина волны для генерации ИСП на созданной установке с максимальным КПД.

В заключении автор выражает благодарность своему научному руководителю доктору физико-математических наук А.П.Потылицыну.

Выражаю благодарность Ю.Н.Адищеву, С.И.Арышеву и Д.В.Карловцу за помощь в работе.

Литература.

1. М. Франк, Изв. Наук. СССР Серия. Физика. 6, 3(1942)
2. W.W. Salisbury, U.S. Patent 2 634 732 filed October 26, 1949 issued April 7, 1953
3. S. J. Smith and E. M. Purcell, Phys. Rev. 92, (1953)1069.
4. W.W. Salisbury, J. Opt. Soc. Am. 52, 1315 (1962).
5. K.Ishiguro and T.Tako, Soc. Am. 52, 1315 (1962)
6. J.A. Bradshaw, Proc. Symp. Mil. Waves 8, Brooklyn, N.Y.Polytechnic Press p223, 1959
7. W.W. Salisbury, J. Opt. Soc. Am. 60, 1279 (1970)
8. P.M. Van den Berg, J. Opt. Soc. Am. 63, 689 (1973)
9. P.M. Van den Berg, Smith-Purcell radiation from a point charge moving parallel to a reflection grating, J. Opt. Soc. Am. 63, 1588 (1973)
10. P.M. Van den Berg, Smith-Purcell radiation from a line charge moving parallel to a reflection grating with rectangular profile, J. Opt. Soc. Am. 64, 325 (1974)
11. Electronics, October 19, 74 (1962)
12. Ф.С.Русин, Г.Д.Богомолов, Письма ЖЭТФ 4, 236(1966)
13. G.D.Bogomolov, Nucl. Instr. and Meth. A 405 (1998) 248-255
14. J.P.Bachheimer, J. Physique 31, 665 (1970)
15. A.Gover, P.Dvorkis, U.Elisha, Angular radiation pattern of Smith-Purcell radiation, J. Opt. Soc. Am. B 1, 723 (1984)
16. I.Shih et al., J. Opt. Soc. Am. B 1, 345 (1989)
17. I.Shih, et al., Experimental investigation of radiation from the interaction of an electron beam and a conducting grating., Vol. 15, No.10., J. Opt Soc. Am. B 1, 559 (1990)
18. I.Shih, et al., Experimental investigation of Smith-Purcell radiation., Vol. 7, No.3., J. Opt Soc. Am. B 1, 351 (1989)
19. I.Shih, W.W.Salisbury, D.L.Masters, D.B.Chang, Measurements of Smith-Purcell radiation, J. Opt. Soc. Am. B 7 (1990)
20. I.Shih, D.B.Chang, J.E.Drummond, K.L.Dubbs, D.L.Masters, R.M.Prohaska, W.W.Salisbury, Experimental investigation of radiation from the interaction of an electron beam and a conducting grating, Optics Letters 15 (1990), 559
21. I.Shih, D.B.Chang, J.E.Drummond, K.L.Dubbs, D.L.Masters, R.M.Prohaska, W.W.Salisbury, Experimental investigation of Smith-Purcell radiation, J. Opt. Soc. Am. B 7 (1990), 351
22. J.Urata, M. Goldstein, M.F. Kimmitt, A. Naumov, C. Platt, J.E. Walsh, Superradiant Smith-Purcell emission, Phys. Rev. Lett. 80 (1998), 516

23. H.Ishizuka et al., Nucl.Instr. Meth. A 475 (2001) 593-598
24. G. Kube, Observation of optical Smith-Purcell radiation at an electron beam energy of 855 MeV, Dissertation, Institute of a nuclear physics, University Mainz, 1998 (Germany)
25. O. Haeberle, Electromagnetic radiation generated by relativistic electrons interacting with a diffraction grating, Dissertation, Universite Louis Pasteur, Strasburg, 1994 (France)
26. O.Haeberle, P.Rullhusen, J.M.Salome, N.Maene, Smith-Purcell radiation from electrons moving parallel to a grating at oblique incidence to the rulings, Phys. Rev. E 55 (1997),4675
27. M.Kretchmar, A simple surface current model for Smith-Purcell radiation from a perfectly conducting reflection grating, private Mitteilungen, Institute of a nuclear physics, University Mainz, 1997 (Germany)
28. Б.М.Болотовский, Г.В.Воскресенский, “Излучение заряженных частиц в периодических структурах”, УФН, т.94, вып.3, 1968г.
29. Ю.Ф.Певчев, К.Г.Финогенов “Автоматизация физического эксперимента” – М.: Энергоатомиздат, 1986г.
30. В.В.Аверкиев, Н.Н.Бегляков и др. “Лабораторный практикум по экспериментальным методам ядерной физике” – М.: Энергоатомиздат. 1986г.
31. М.Б.Штарк, Ю.К.Постоевко, А.Э.Рейн и др. “КАМАК – система автоматизации в экспериментальной биологии и медицине.” Новосибирск, “Наука”1978г.
32. В.Л. Гинзбург, И.М. Франк. ЖЭТФ, 16, 15 (1946).
33. М.Л.Тер-Микаелян. “Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях”, АН Армянской ССР, Ереван, 1969г.
34. P.Goldsmith, J.V.Jelley. Phyl.Mag., 4, 836 (1959)
35. С.Михаляк. Дисс. МГУ, 1961; ЯФ, 3, 89 (1966)
36. H.Boersch, C.Radeloff, G.Sauerbrey. Phys. Rev. Lett., 7, 52 (1961); Z. Phys., 165, 464 (1961)
37. S.Tanaka, J.Katayama. J. Phys. Soc. Japan, 19, 40 (1964)
38. P.Von Blannckenhagen, H.Boersch, D.Fritsch, H.G.Seifert, G.Sauerhrey.Phys. Lett., 11, 296 (1964).
39. H.Boersch, P.Dbberstein, D.Fritzsche, G.Sauerbrey. Z.Phys., 187, 97 (1965)
40. Н.А.Корхмазян. Изв. АН Арм. ССР, 11, №6, 87 (1958)
41. Г.М.Гарибян. Изв. АН Арм. ССР, 11, №4, 7 (1958)
42. Н.А.Корхмазян. Изв. АН Арм. ССР, 13, №2, 139 (1960)
43. Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 38, 1814 (1960)
44. В.Е.Пафомов. Изв. Вузов. Радиофизика, 5, 484 (1962)
45. В.Е.Пафомов. Предпринт ФИАН, №А-72 (1964)

46. Ф.Р.Арутюнян, Ж.В.Петросян, Р.А.Оганесян, Письма ЖЭТФ, 3, 193(1966).
47. Ф.Р.Арутюнян, Ж.В.Петросян, Р.А.Оганесян, Письма ЖЭТФ, 51, 760(1966).
48. Ф.Р.Арутюнян, Ж.В.Петросян, Р.А.Оганесян, Оптика и спектроскопия, 21, 399(1966).
49. Н.И.Кошкин, М.Г.Ширкевич “Справочник по элементарной физике”, Госиздат. ФМЛ, Москва 1962г.
50. Y.Shibata, S.Hasebe, K.Ischi, S.Ono, M.Ikezawa, T.Nakazato, M.Oyamada, S.Urasawa, T.Takahashi, T.Matsuyama, K.Kobayashi, Y.Fujita, Coherent Smith-Purcell radiation in the millimeter-wave region from ashort-bunched beam of relativistic electrons, Phys. Rev. E 57 (1998)
51. Казанцев А.П., Сурдутович Г.И. Доклады Акад. Наук СССР том 147 (1962).
52. Potylitsyn A.P., Karataev P.V., Naumenko G.A. Resonant diffraction radiation from an ultrarelativistic particle moving close to a tilyed grating // Phys. Review E. – 2000. – V. 61. - № 6. – P. 7039–7045.
53. Haerberlé O., Rullhusen P., Salomé J.-M., Maene N. Smith-Purcell radiation from electrons moving parallel to a grating at oblique incidence to the rulings // Phys. Review E. – 1997. – V. 55. – № 4. – P. 4675–4683.
54. J.E.Walsh, J.H.Brownell, J.C.Swartz, J.Urata, M.F.Kimmitt, A new far infrared free-electron laser, Nucl. Instr. And Meth. A 429, (1999), 457-461.
55. E.D.Palik, Hanbook of Optical Constants of Solids, Orlundo, Academic Press, 1985, p.804.