

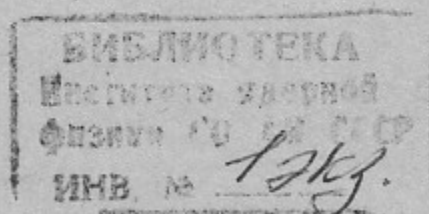
А. 80



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

А.В. Аржанников

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ
ЛАЗЕРНОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ
ПУЧКОВ МЭВНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ



ПРЕПРИНТ 91-102



НОВОСИБИРСК

V

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПРИМЕНЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО РАССЕЯНИЯ
ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПУЧКОВ МЭВНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

А. В. Аржанников

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск, СССР

АННОТАЦИЯ

Проведен анализ возможности измерения разброса по продольным скоростям пучка мэвных электронов методом лазерного рассеяния. При этом обсужден выбор длины волны и мощности исходного лазерного луча, а также угла его падения на пучок и угла регистрации рассеянного излучения. Приведены формы спектров излучения, рассеянного на пучках с различной функцией распределения, и обсуждено влияние на них движения электронов в собственных полях пучка.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

1. ВВЕДЕНИЕ

Задача регистрации энергетического и углового распределения мэвных электронов приобретает особую актуальность в экспериментах по использованию сильноточных пучков для возбуждения электромагнитных волн в плазме и вакуумных каналах. Первая группа экспериментов нацелена, главным образом, на создание термоядерного реактора на основе длинной соленоидальной ловушки [1]. В таких экспериментах, как правило, реализуется режим сильного нелинейного взаимодействия мощного РЭП с плазменными волнами (см. [1]), что приводит к значительному уширению как энергетического, так и углового распределения его электронов [2, 3]. Для регистрации энергетического и углового распределений электронов в условиях сильного ведущего магнитного поля, которое присутствует в этих экспериментах, были разработаны многофольговый метод определения спектра энергий [4, 5] и метод микроколлиматоров для определения углового разброса [6]. Разрешение этих методов для мэвных электронов имело масштаб 100 кэВ и нескольких градусов, соответственно. Указанные методы позволяют их реализацию через простые конструктивные решения, что является их несомненным достоинством. Однако, при использовании этих конструктивно простых методик функции распределения электронов находятся из интегральных соотношений, что не позволяет выявить их тонкую структуру и, как следствие, проследить детали пучково-плазменного взаимодействия. Кроме того, при переходе к экспериментам с плотной ($n > 10^{16} \text{ см}^{-3}$) плазмой, в которых наиболее привлекательным режимом пучково-плазменного взаимодействия является гидродинамический режим, необходима инжекция в плазму

пучка электронов, имеющих предельно малый угловой разброс, что требует соответствующего метода его регистрации.

Сильноточные пучки мзвных электронов с малым угловым и энергетическим разбросами имеют хорошую перспективу применения и в другой области - генерации когерентного электромагнитного излучения субмиллиметрового диапазона длин волн. Так например, минимальная длина волны электромагнитного излучения, которое может быть получено при хорошей эффективности использования пучка мзвных электронов с угловым разбросом масштаба 1° , оценивается величиной $0,3 + 1,0$ мк, что с учётом реализуемой импульсной мощности в микросекундных пучках в несколько десятков гигаватт может представлять несомненный практический интерес. Здесь следует особо отметить перспективность применения в схемах генерации электромагнитного излучения типа ЛСЭ (лазер на свободных электронах) пучков с сильно вытянутым по одному из направлений поперечным сечением [7, 8]. Для таких ленточных пучков характерна возможность достижения высокой плотности тока и малого углового разброса при практически неограниченном полном токе пучка (см. [9]).

Безусловно, при построении генераторов электромагнитного излучения на основе сильноточных РЭП также, как и при использовании таких пучков для нагрева плазмы требуются тщательные измерения углового и энергетического разбросов электронов. Наиболее приемлемым для этого представляется метод, базирующийся на закономерностях рассеяния лазерного излучения на несвязанных электронах. Однако использование методики лазерного рассеяния применительно к электронным пучкам исчерпывается к настоящему времени всего лишь несколькими экспериментами (см. [10, 11]). Первый эксперимент, в котором была реализована эта методика, проводился при энергии электронов около 150 кэВ (см. [10]). Для этой энергии релятивистский фактор электронов слабо отличается от единицы, и сдвиг частоты рассеянного излучения относительно лазерной линии был не велик. Угол между осью симметрии пучка и направлением распространения зондирующего излучения составлял 90° , а угол рассеяния - 45° . Использовался лазер генерирующий около 10 дж на длине волны 1.06 мкм. Рассеянное излучение лежало в области 0.6 мкм было настолько мало, что давало полезный сигнал на уровне $10+20$ фотоэлектронов на фотокатоде ФЭУ. В отличие от работы [10] эксперимент, описанный в

[11], проводился на пучке электронов с релятивистскими энергиями ($E=700$ кэВ). Регистрировались фотоны, рассеянные в направлении движения пучка, что дало существенное повышение чувствительности лазерной методики и позволило измерить продольный разброс в пучке, имеющий величину ниже одного процента.

В данной работе проведён анализ возможностей методики лазерного рассеяния, исходя из необходимости измерения параметров сильноточных пучков электронов с энергиями в районе именно одного МэВ. В основу анализа положены как простые теоретические положения, относящиеся к грубым характеристикам рассеянного на электронах излучения, так и теоретические результаты последних десяти лет, позволяющие строить утверждения о деталях функции распределения электронов по результатам регистрации спектра этого излучения. Возможно, текст работы покажется перегруженным иллюстрациями, но это представляется необходимым для того, чтобы он мог быть использованным в практической работе при подготовке экспериментов по рассеянию.

2. ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ФОТОНОВ НА МЗВНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Для того, чтобы получить предварительное представление о характерных значениях параметров эксперимента по рассеянию лазерного излучения на пучке мзвных электронов, остановимся вначале на относительно простом, с теоретической точки зрения, случае - рассеянии линейно-поляризованного фотона на свободном электроне. В условиях, когда отдачей электрона можно пренебречь ($\hbar\omega_1 \ll mc^2$), частота фотона ω_s , рассеянного под углом θ_s к направлению вектора скорости электрона $\vec{\beta}$, и частота фотона ω_1 , падающего на электрон под углом θ_1 к вектору $\vec{\beta}$ и имеющего поляризацию перпендикулярную к плоскости рассеяния, связаны следующим соотношением (см. [12]):

$$\frac{\omega_s}{\omega_1} = \frac{1 - |\vec{\beta}| \cos \theta_1}{1 - |\vec{\beta}| \cos \theta_s} \quad (1)$$

Зависимость отношения $\frac{\omega_s}{\omega_1}$ от угла θ_s , под которым регистрируются рассеянное излучение, при различных углах падения θ_1 в логарифмическом масштабе представлена на рис. 1. Эта зависимость построена для энергии электрона $eU = 0.75$ МэВ ($\gamma=1+$

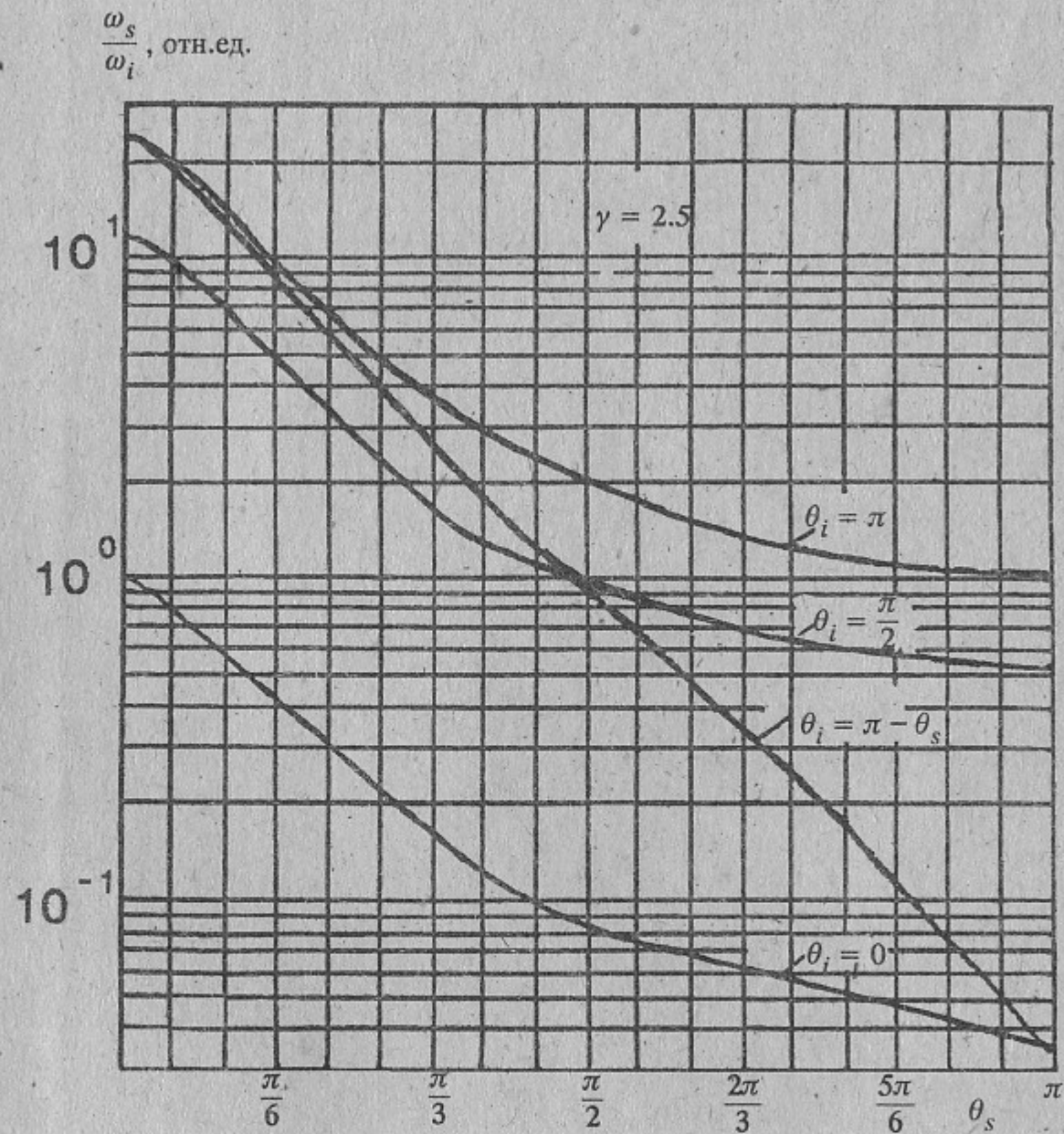


Рис. 1. Зависимость изменения частоты рассеянных фотонов $\frac{\omega_s}{\omega_i}$ от угла регистрации θ_s при различных углах падения θ_i .

+ $\frac{eU}{mc^2} = 2.5$, $|\beta| = \sqrt{1 - \gamma^{-2}} \approx 0.916$). Рисунок демонстрирует хорошо известную особенность рассеяния фотонов на релятивистских электронах - сильный сдвиг частоты излучения. Так в случае падения фотона навстречу электрону ($\theta_i = \pi$) и регистрации его в направлении движения частицы ($\theta_s = 0$) его частота повышается в фактор $(1 + \beta)^2 \gamma^2$, т.е. в данном случае более чем в 20 раз. И наоборот, если фотон падает вслед частице ($\theta_i = 0$), а регистрируется в противоположную к её направлению движения сторону ($\theta_s = \pi$), то его частота понижается во столько же раз.

При промежуточных значениях θ_i и θ_s отношение частот $\frac{\omega_s}{\omega_i}$ принимает соответствующие формуле (1) промежуточные значения. На рисунке 2 зависимость $\frac{\omega_s}{\omega_i}$ от θ_s при различных γ представлена в линейном масштабе для случая симметричной схемы опытов по рассеянию, т.е. $\theta_i = \pi - \theta_s$. Этот рисунок позволяет наглядно продемонстрировать, что при малых (близких к нулю) значениях угла θ_s небольшие его изменения $\delta\theta_s$ не могут приводить к заметным сдвигам $\delta\omega_s$ частоты рассеянного излучения ω_s , и, следовательно, наибольшая величина телесного угла $\delta\theta_s$ в системе регистрации при выбранном разрешении по частотам $\frac{\delta\omega_s}{\omega_s}$ допустима именно при $\theta_s = 0$. Кроме того, из рисунка 2 видно, что для хорошего разрешения электронов по энергиям ($\frac{\delta\gamma}{\gamma}$) регистрацию рассеянного излучения следует вести под углом θ_s также близким к нулю, поскольку именно при этом угле наиболее сильно проявляется зависимость частоты ω_s от величины γ .

Зависимость $\frac{\omega_s}{\omega_i}$ от γ при угле регистрации $\theta_s = 0$ для двух значений угла падения: $\theta_i = \pi$ и $\theta_i = \frac{\pi}{2}$, приведена на рис. 3. Видно, что увеличение энергии электронов в два раза от 0.5 до 1 МэВ приводит к повышению частоты рассеянного фотона ω_s более чем в двое: от $14\omega_i$ до $34\omega_i$ при $\theta_i = \pi$ и от $7\omega_i$ до $17\omega_i$ при $\theta_i = \frac{\pi}{2}$. Таким образом, при регистрации рассеянного излучения под углом $\theta_s = 0$ из соображений достижения максимального разрешения электронов по энергиям приемлемыми величинами угла падения θ_i могут быть значения от π до $\frac{\pi}{2}$.

Выбор углов падения θ_i и регистрации θ_s при постановке экс-

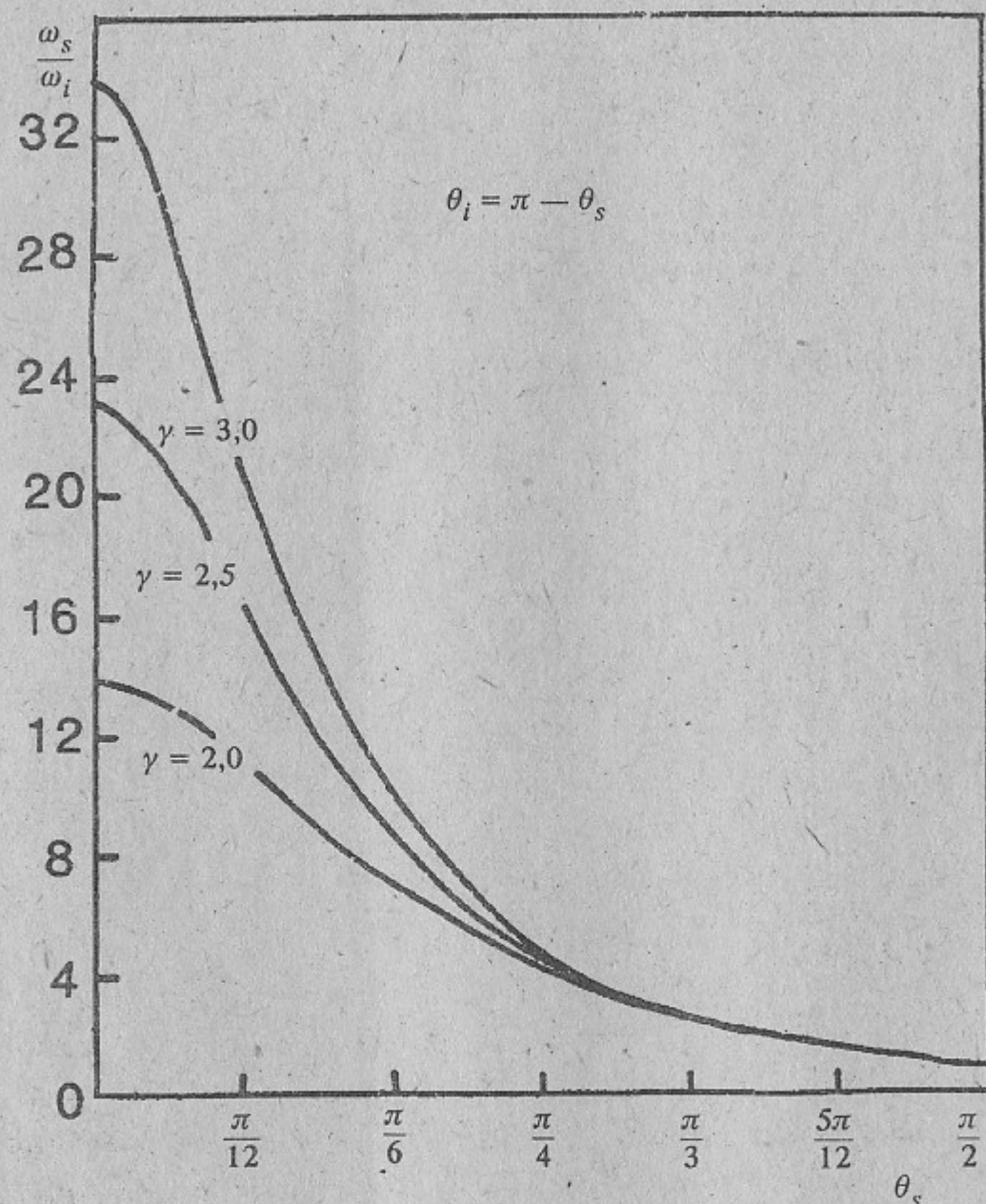


Рис. 2. Зависимость изменения частоты рассеянных фотонов $\frac{\omega_s}{\omega_i}$ от угла регистрации θ_s при симметричной схеме эксперимента.

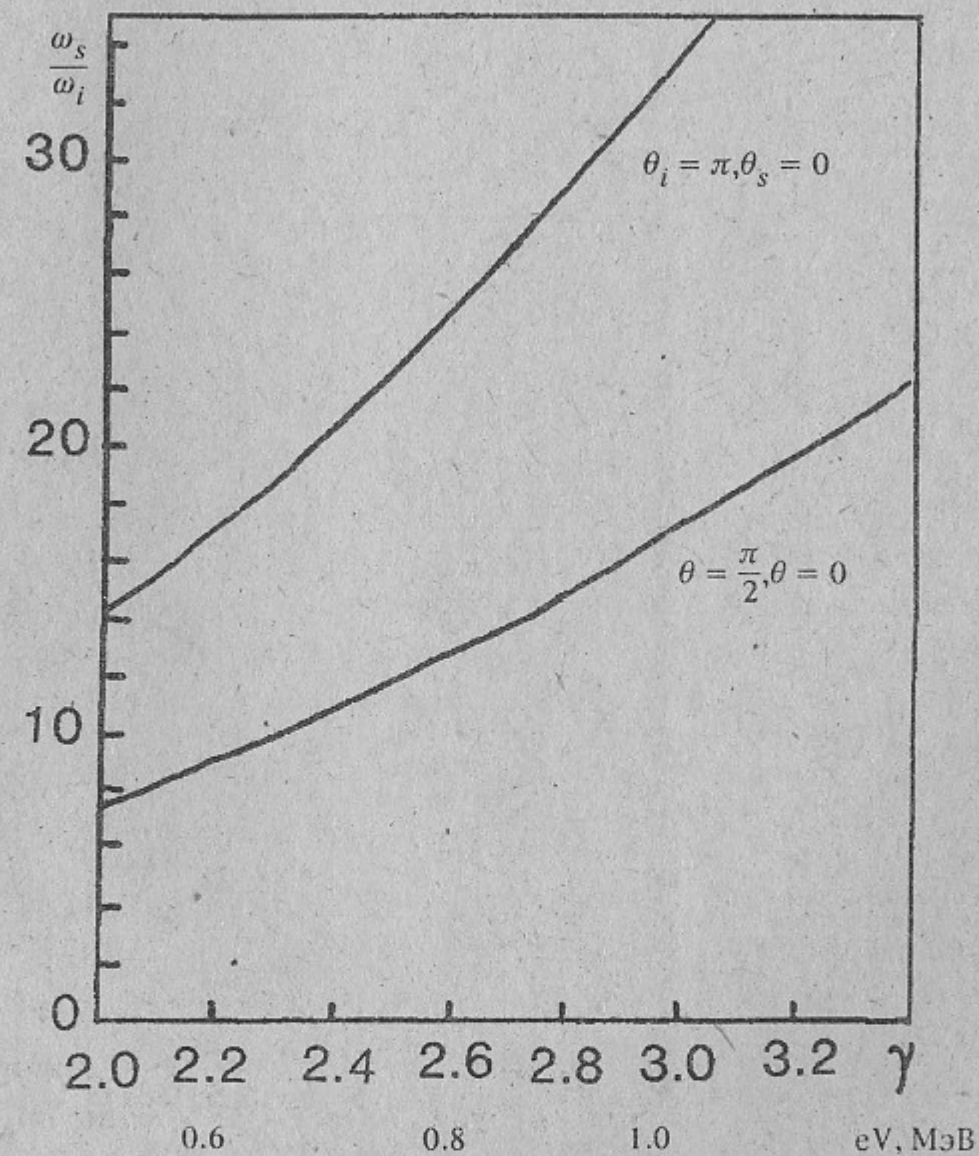


Рис. 3. Зависимость изменения частоты рассеянных фотонов $\frac{\omega_s}{\omega_i}$ от энергии электрона eU .

перимента должен проводиться, несомненно, с учётом зависимости от них дифференциального сечения рассеяния фотона на электроне. Для фотонов, имеющих поляризацию перпендикулярную плоскости рассеяния и частоту ω_1 , удовлетворяющую условию $\hbar\omega_1 \ll mc^2$, инвариантное дифференциальное сечение рассеяния σ_f на неполяризованных свободных электронах неплохо описывается формулой, которая получена в работе [13] путём предельного перехода $\hbar \rightarrow 0$ в результатах квантово-механического рассмотрения, проведенного в работе [14]:

$$\frac{d\sigma_f}{d\Omega_s} \approx r_0^2 \frac{1-\beta^2}{(1-\beta\cos\theta_s)^2}, \quad (2)$$

где

$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2.8 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad \beta = |\vec{\beta}|.$$

Видно, что в данном приближении выражение для дифференциального сечения рассеяния фотона на электроне не содержит угла падения θ_1 , а величина сечения определяется только энергией электронов и углом регистрации θ_s . Вообще говоря, переход в квантово-механическом выражении к классическому пределу должен сопровождаться корректным усреднением по поляризациям излучения и электронов, и по этой причине формула (2) может содержать численный множитель масштаба 1.5 ± 2 (см. [14]). Зависимость дифференциального сечения рассеяния $\frac{d\sigma_f}{d\Omega_s}$, отнормированного на квадрат классического радиуса электрона r_0^2 , от угла регистрации θ_s при различных значениях энергии электронов γ представлена на рис. 4. Представленные на рисунке зависимости наглядно демонстрируют, что с увеличением энергии электронов γ рассеяние фотонов происходит во всё более узкий телесный угол вблизи значения $\theta_s = 0$. При этом выигрыш по числу фотонов, регистрируемых в узком телесном угле $\delta\Omega_s$, для релятивистского мвного электрона по отношению к электрону низких энергий может достигать фактора 20 ± 40 , что, вместе с ростом его частоты приблизительно во столько же раз, открывает возможность проведения экспериментов по рассеянию на сравнительно простом техническом уровне. Из проведенного анализа следует, что в эксперименте по рассеянию на мвных электронах наиболее приемлемыми величинами углов падения фотонов θ_1 и их регистрации θ_s являются, соответственно, значения от $\frac{\pi}{2}$ до π и 0.

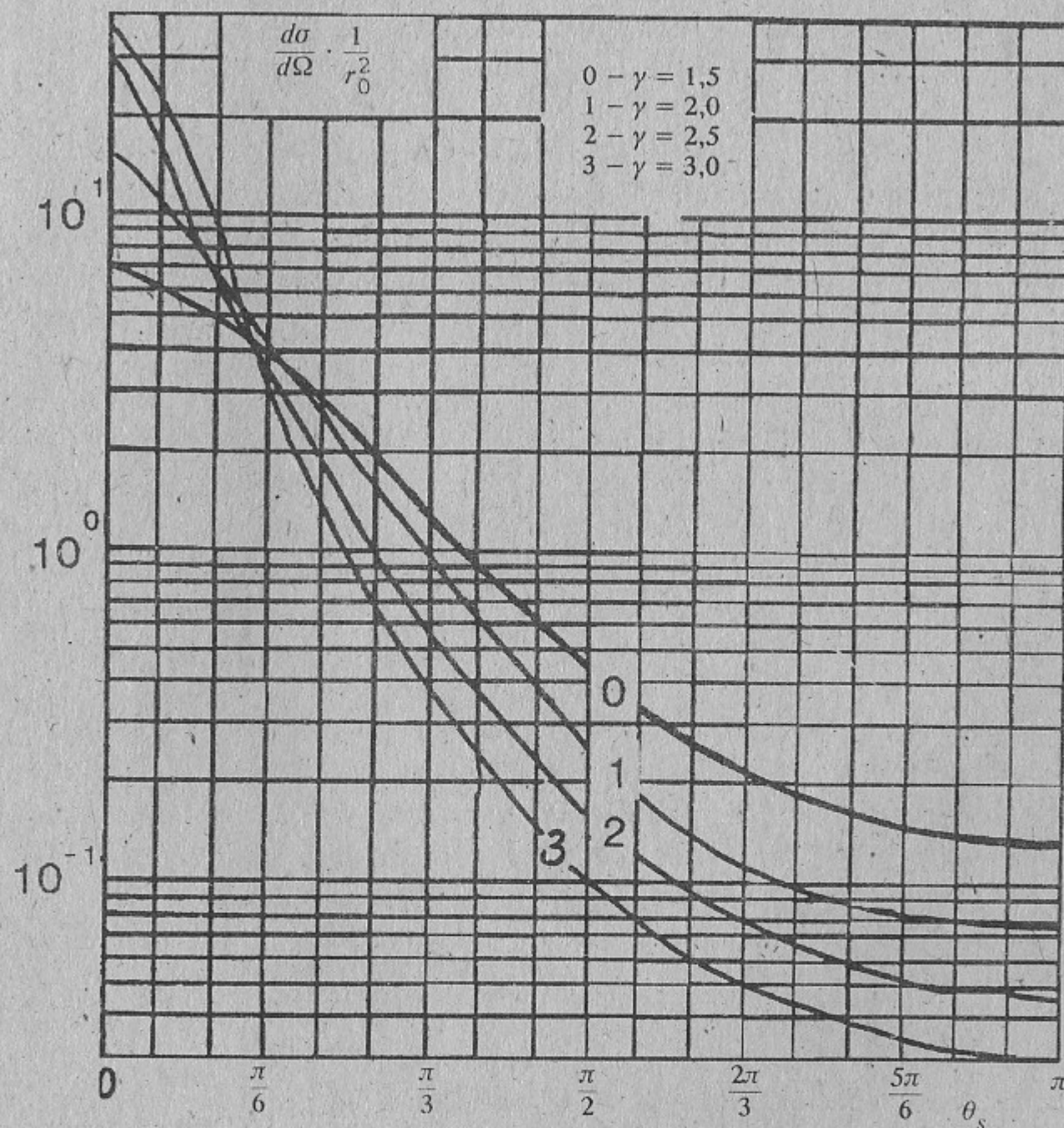


Рис. 4. Зависимость дифференциального сечения рассеяния фотона на электроне $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ от угла регистрации θ_s при различной энергии электрона.

Остановимся теперь на выборе частоты ω_1 падающих на электронный пучок фотонов, когда в эксперименте требуется осуществить регистрацию функции распределения электронов в области энергий от 0.5 до 1.5 Мэв. Прежде всего отметим, что наиболее приспособленной для спектрального анализа является область длин волн оптического диапазона, т.е. от 0.4 до 0.7 мкм. Кроме того, следует учесть возможность реального получения поляризованного излучения высокой интенсивности в узком спектральном интервале в окрестности выбранной длины волны. Исходя из этого будем ориентироваться на импульсные газовые лазеры с поперечным разрядом, которые имеют линии интенсивной генерации в инфракрасной области спектра. На рис. 5 представлена зависимость длины волны рассеянного излучения λ_s от энергии электронов eU для случая, когда в качестве источника падающего на электрон излучения работают лазеры, генерирующие следующие длины волн: $\lambda_1 = 10.5$ мкм ($\text{CO}_2 - \text{N}_2$) и $\lambda_1 = 5.5$ мкм ($\text{CO} - \text{CO}$), см. напр. [15]. Видно, что для угла падения $\theta_1 = \pi$ рассеянное излучение лежит в оптической области спектра лишь для одной из рассматриваемых длин волн, а именно $\lambda_1 = 10.5$ мкм. Да и для такой длины волны это относится только к электронам в энергетическом интервале от 0.55 до 0.85 Мэв. Следовательно, для того, чтобы осуществлять регистрацию электронов с энергиями $eU \geq 1$ Мэв в оптической области спектра фотонов необходимо переходить либо к еще большим длинам волн λ_1 в падающем на пучок излучении, либо уменьшать угол падения θ_1 . Так переход к углу падения $\theta_1 = \frac{\pi}{2}$ приводит к тому, что для $\lambda_1 = 5.5$ мкм зависимость $\lambda_s(eU)$ в оптической области спектра практически совпадает с зависимостью $\lambda_s(eU)$ для случая $\lambda_1 = 10.5$ мкм при $\theta_1 = \pi$, а зависимость λ_s от eU для $\lambda_1 = 10.5$ мкм при $\theta_1 = \frac{\pi}{2}$ лежит в оптической области уже при более высокой энергии электронов от 0.85 до 1.25 Мэв.

Таким образом, казалось бы, выбором θ_1 в интервале от π до $\frac{\pi}{2}$ можно подобрать необходимый интервал энергии регистрируемых электронов. Однако, если обратиться уже непосредственно к эксперименту по рассеянию лазерного излучения на пучке мэвных электронов, что будет сделано в дальнейшем, то оказывается, что реализовать такой подход не так уж легко из-за сильного снижения величины рассеивающего объема, в котором происходит пересечение лазерного луча с пучком электронов, и, следовательно, сильного уменьшения амплитуды регистрируемого полезного сигнала.

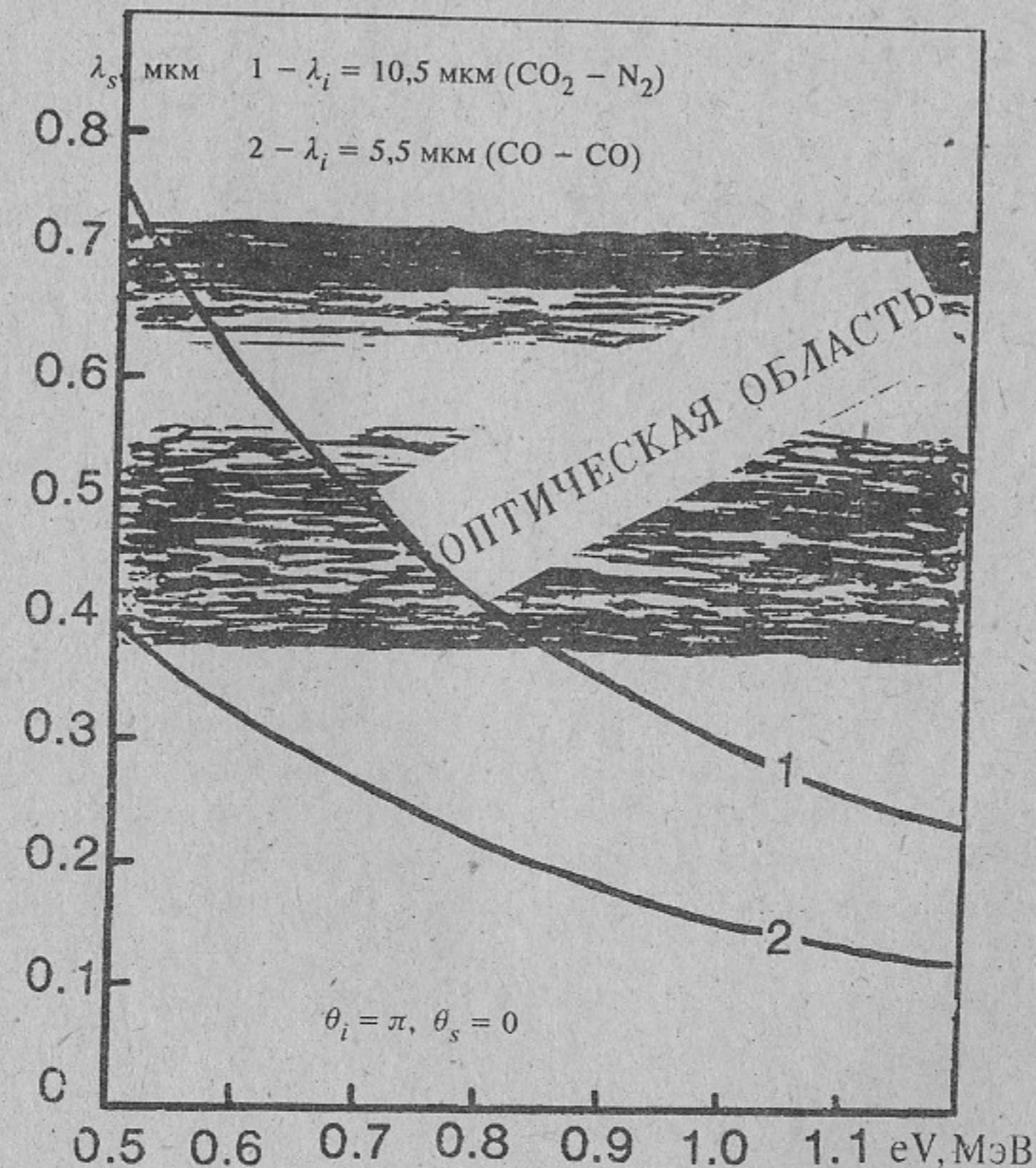


Рис. 5. Выбор длины волны λ_1 исходного лазерного излучения для обеспечения регистрации рассеянного излучения в оптической области спектра.

3. СПЕКТРЫ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ,
РАССЕЯННОГО НА ПУЧКЕ МЭВНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В случае, когда система регистрации рассеянного излучения располагается на достаточно большом расстоянии от рассеивающего объема V , в котором лазерный луч пересекает электронный пучок (см. рис. 8), процесс рассеяния излучения на электронах принято характеризовать энергетическим сечением рассеяния (см. [16]), которое определяется в следующем виде:

$$\frac{d\sigma_s(\omega, \theta)}{d\Omega_s} = \left\langle \frac{1}{W_1} \frac{dI_s}{d\Omega_s} \right\rangle, \quad (3)$$

где

$$W_1 = N_1 \hbar \omega_1 \quad (4)$$

плотность энергии в потоке падающего излучения (N_1 - соответственно, число фотонов в единице объема),

$$dI_s = \hbar \omega_s dN_s = \hbar \omega_s N_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \cdot c \cdot N_e V \cdot d\sigma_f \quad (5)$$

энергия, рассеянная в единицу времени в телесный угол $d\Omega_s$ (ω_s и $d\sigma_f$ - определяются выражениями (1) и (2)), угловые скобки означают усреднение по функции распределения электронов по скоростям. С учётом (1)-(2) и (4)-(5) выражение (3) для энергетического сечения рассеяния несложно привести к виду, который удобен для расчётов спектров рассеянного излучения при конкретных формах функции распределения электронов по скоростям $f_e(\beta)$ (см. [16]):

$$\frac{d\sigma_s(\omega, \theta)}{d\Omega_s} = N_e V \cdot r_0^2 \left\langle \frac{(1 - \beta^2)(1 - \beta \cos \theta_1)^2}{(1 - \beta \cos \theta_s)^3} f_e(\beta) \right\rangle \quad (6)$$

Причём, когда проводится усреднение сечения рассеяния по функции распределения электронов $f_e(\beta)$, то отбор по частотам ω_s в рассеянном излучении должен производиться с помощью дельта-функции вида:

$$\delta \left(\omega - \frac{1 - \beta \cos \theta_1}{1 - \beta \cos \theta_s} \omega_1 \right), \quad \text{где } \omega = \frac{\omega_s}{\omega_1} \quad (7)$$

Выражение (6) получено для случая отсутствия коллективного взаимодействия между излучением и электронами, и, следовательно, для его применимости требуется выполнение условия:

$$\frac{\lambda_1}{\sin \frac{\theta}{2}} \frac{1}{r_d} \ll 1 \quad (8)$$

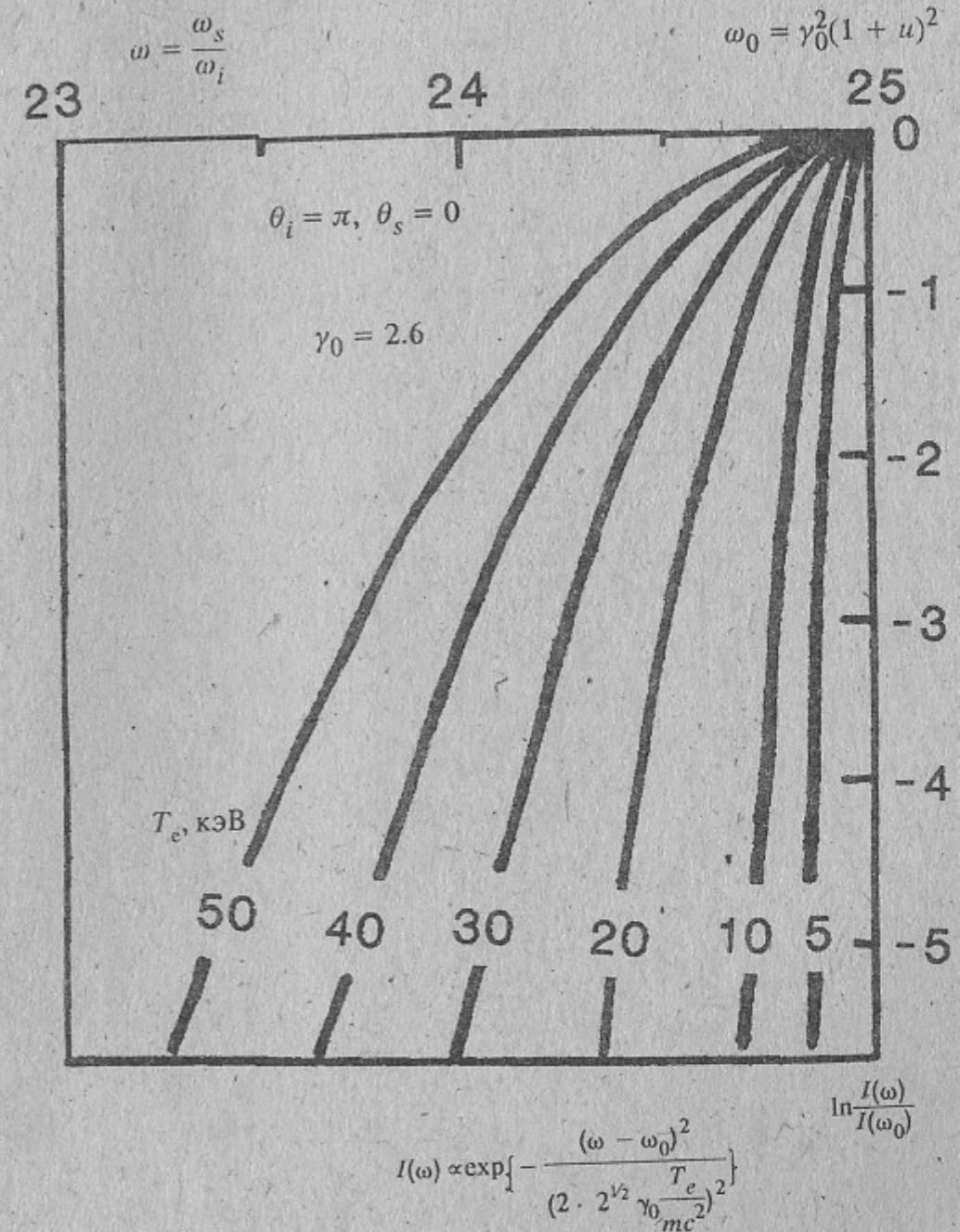


Рис. 6. Спектры излучения, рассеянного на электронном пучке, имеющем в собственной системе координат температуру T_e .

В нашем случае: $\theta = \theta_1 - \theta_s = \pi$,

$$\lambda_1 \sim 10 \text{ мкм}, \sin \frac{\theta}{2} \sim 1 \text{ и } r_d = \frac{v_t}{\omega_p} = \frac{5 \cdot 10^7 \cdot T_e^{1/2} [\text{эВ}]}{6 \cdot 10^4 \cdot N_e^{1/2}} \sim 10^{-1} \text{ см}$$

(при $T_e = 10 \text{ кэВ}$ и $N_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$).

Следовательно, условие (8) выполняется с хорошим запасом. Кроме того, выражение (6) не учитывает эффекта конечного времени пребывания (КВП) отдельного электрона в рассеивающем объеме (см. [17]). Обсуждение возможного влияния этого эффекта будет проведено нами несколько позднее.

Для того, чтобы понять какова ширина спектра излучения, рассеянного на пучке мэвных электронов, рассмотрим вид спектра излучения для двух модельных функций распределения электронов.

Случай первый. Пусть \vec{u} - средняя направленная скорость движения электронов пучка, и в системе координат, движущейся с этой скоростью \vec{u} , функция распределения электронов $f_e(\vec{v})$ по скоростям \vec{v} изотропна и имеет характер максвелловской с температурой T_e :

$$f_e(\beta) \propto \frac{\beta_t^2}{(1 - \beta_t^2)^{5/2}} \cdot \exp \left\{ - \frac{mc^2}{T_e} \cdot \frac{1}{(1 - \beta_t^2)^{1/2}} \right\}, \quad (9)$$

(здесь $\beta_t = \frac{|\vec{v}|}{c}$).

Тогда, согласно [16], при $T_e \ll mc^2$ спектр рассеянного на пучке излучения имеет гауссову форму с полушириной на полувывсоте:

$$\Delta\omega_{1/2} \approx 2 \cdot \sqrt{\frac{2T_e}{mc^2} \cdot \ln 2} \cdot \frac{\sin \frac{\theta_s - \theta_1}{2}}{\gamma \cdot (1 - \frac{u}{c} \cos \theta_s)} \cdot \sqrt{\frac{1 - \frac{u}{c} \cos \theta_1}{1 - \frac{u}{c} \cos \theta_s}}, \quad (10)$$

$$\text{где } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{u}{c})^2}}.$$

При $\theta_s = \pi$, $\theta_1 = 0$ и $\gamma = 2.6$ низкочастотная ветвь спектра, т.е. для частот, удовлетворяющих условию $\omega \leq \gamma^2 \cdot (1 + (\frac{u}{c})^2)$, представлена на рис. 7. Другая половина спектра ($\omega > \gamma^2 \cdot (1 + (\frac{u}{c})^2)$) при $T \leq 20 \text{ кэВ}$ имеет практически такой же вид, но при $T \geq 30 \text{ кэВ}$ начинает заметно отличаться от низкочастотной.

Случай второй. Имеется пучок моноэнергетических электронов

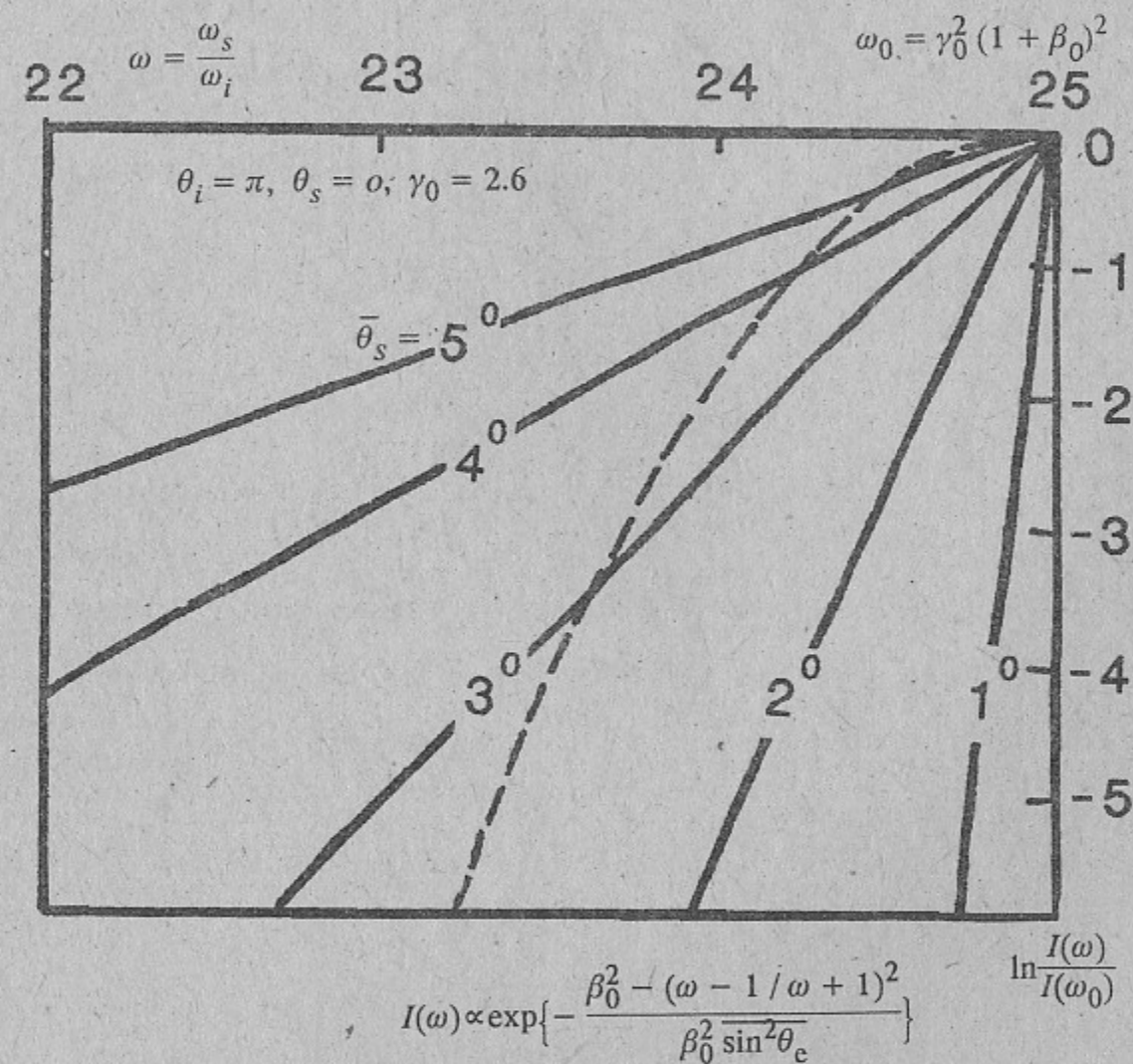


Рис. 7. Спектры излучения, рассеянного на пучке моноэнергетических электронов, имеющих угловой разброс θ_e .

$(\gamma_0 = 1 + \frac{eU}{mc^2}, \beta_0 = (1 - \frac{1}{\gamma_0^2})^{1/2})$, угловой разброс которых относительно оси OZ описывается в гауссовой форме:

$$f_e(\vec{\beta}) \propto \frac{\delta(|\vec{\beta}| - \beta_0)}{\beta_0^2} \cdot \exp \left\{ - \frac{|\vec{\beta}| \cdot \sin^2 \theta_e}{\beta_0^2 \cdot \sin^2 \theta_e} \right\} \quad (11)$$

где $\overline{\sin^2 \theta_e}$ - средний квадрат синуса угла θ_e между вектором скорости электронов $\vec{\beta}$ и осью OZ. Подставляя (11) в (6) в случае $\theta_1 = \pi$ и $\theta_s = 0$ нетрудно найти выражение для энергетического дифференциального сечения рассеяния. Экспоненциальная часть зависимости сечения от частоты имеет следующий вид:

$$\frac{d^2\sigma}{d\omega d\Omega} \propto \exp \left\{ - \frac{1}{\beta_0^2 \cdot \sin^2 \theta_e} \left[\beta_0^2 - \left(\frac{\omega-1}{\omega+1} \right)^2 \right] \right\} \quad (12)$$

где $\omega = \frac{\omega_s}{\omega_1}$.

Причем эта зависимость описывает поведение дифференциального сечения только при $\omega \leq \omega_0 = (1 + \beta_0^2) \gamma_0^2$, что соответствует условию:

$$\beta_0^2 - \left(\frac{\omega-1}{\omega+1} \right)^2 \geq 0 \quad (13)$$

А при $\omega > \omega_0$ дифференциальное сечение тождественно равно нулю. Полученный спектр рассеяния для моноэнергетического пучка представлен в логарифмическом масштабе на рис. 8. Угол θ_e , указанный на рисунке, определен в виде: $\theta_e = \arcsin(\overline{\sin^2 \theta_e})^{1/2}$. Для сравнения на рис. 8 нанесен также спектр, относящийся к пучку с температурой $T_e = 50$ кэВ. Из сравнения видно, что для расстройки по частоте $\Delta\omega \leq 1$ спад в интенсивности излучения при уменьшении его частоты для температуры пучка $T_e = 50$ кэВ приблизительно такой же, как и при угловом разбросе электронов в моноэнергетическом пучке - масштаба $3 \times 5^\circ$.

Кроме рассмотренного уширения линии лазерного излучения, связанного с «тепловым» разбросом скоростей электронов, в случае сильнооточных пучков значительный ее сдвиг и уширение возникает из-за изменения скорости частиц, обусловленного собственными электрическим и магнитным полями пучка. Уменьшение продольной относительно оси OZ скорости электронов, обусловленное провисанием потенциала и их дрейфовым движением, существенно

зависит от параметров эксперимента и поэтому будет обсуждено при рассмотрении его конкретной схемы.

4. ПРИМЕР КОНКРЕТНОЙ СХЕМЫ ЭКСПЕРИМЕНТА С СИЛЬНОТОЧНЫМ ПУЧКОМ

В качестве конкретного примера остановимся на возможности применения методики лазерного рассеяния для диагностики ленточных РЭП, которые, по нашим представлениям, могут иметь малый угловой разброс электронов (на уровне одного градуса) при плотности тока масштаба 0.3 ± 1.0 кА/см² (см. [9]). Согласно проведенного выше рассмотрения, опыты по рассеянию на пучке следует проводить с использованием CO₂-лазера, работающего на длине волны $\lambda_1 = 10.5$ мкм. В этом случае, посылая лазерный луч навстречу электронному пучку ($\theta_1 = 180^\circ - 3^\circ$), следует регистрировать излучение, рассеянное по направлению движения пучка ($\theta_s = 0$), см. рис. 9. При энергии электронов $eU = 0.8$ МэВ рассеянное излучение будет иметь длину волны $\lambda_s \approx 0.42$ мкм. То, что электронный пучок с ленточным сечением при толщине $2 \cdot a = 0.5$ см и ширине $1 \sim 10$ см может быть проведен в вакуумном канале на расстояние $L = 1$ м даже при плотности тока $j_e \sim 1$ кА/см², было показано ранее (см. [11]), и, следовательно, геометрия эксперимента, представленная на рис. 8, может быть вполне реализована. Спектры излучения, рассеянного на электронах с температурой $T_e = 10$ кэВ в системе координат, связанной с пучком, и на моноэнергетическом пучке с угловым разбросом $\theta_e = 2^\circ$ представлены на рис. 9. Видно, что для этих случаев спектральный анализ излучения необходимо проводить при расстройках $\Delta\lambda_s$ масштаба $10 \pm 100 \text{ \AA}$, что легко осуществить с помощью обычных монохроматоров с дифракционными решетками. Если мы хотим обеспечить разрешение $\delta\lambda_s \sim 10 \text{ \AA}$ при длине волны $\lambda_s = 0.42$ мкм, то угол сбора фотонов системой регистрации должен быть:

$$D\Omega \approx \frac{\pi}{\gamma^2} \frac{\delta\lambda_s}{\lambda_s} \approx \frac{\pi}{2.6^2} \frac{10}{4200} \sim 10^{-3} \quad (14)$$

Тогда и дифракционная расходимость лазерного луча не должна превышать величины 10^{-3} , а, следовательно, толщина луча $2d$ должна быть:

$$2d \geq \frac{\lambda_1}{D\Omega} \approx \frac{10 \text{ мкм}}{10^{-3}} \sim 1 \text{ см} \quad (15)$$

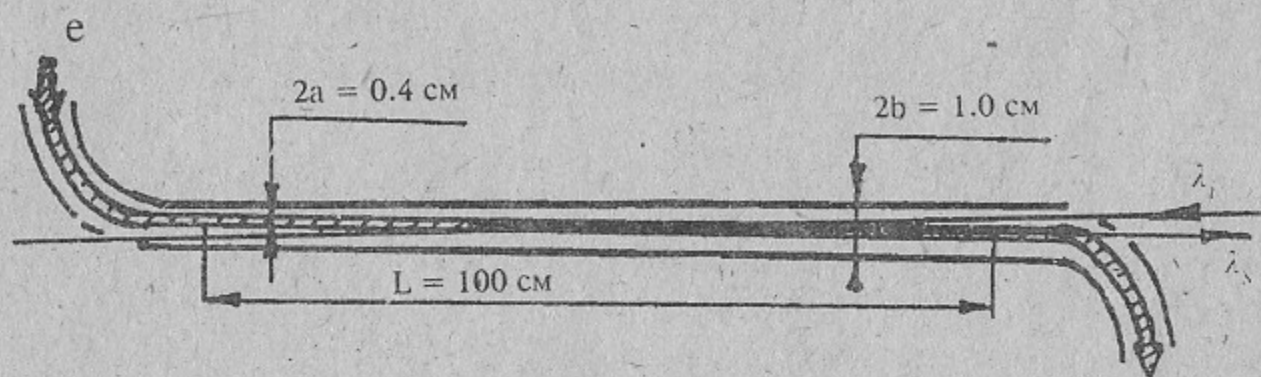


Рис. 8. Схема эксперимента лазерного рассеяния на ленточном РЭП.

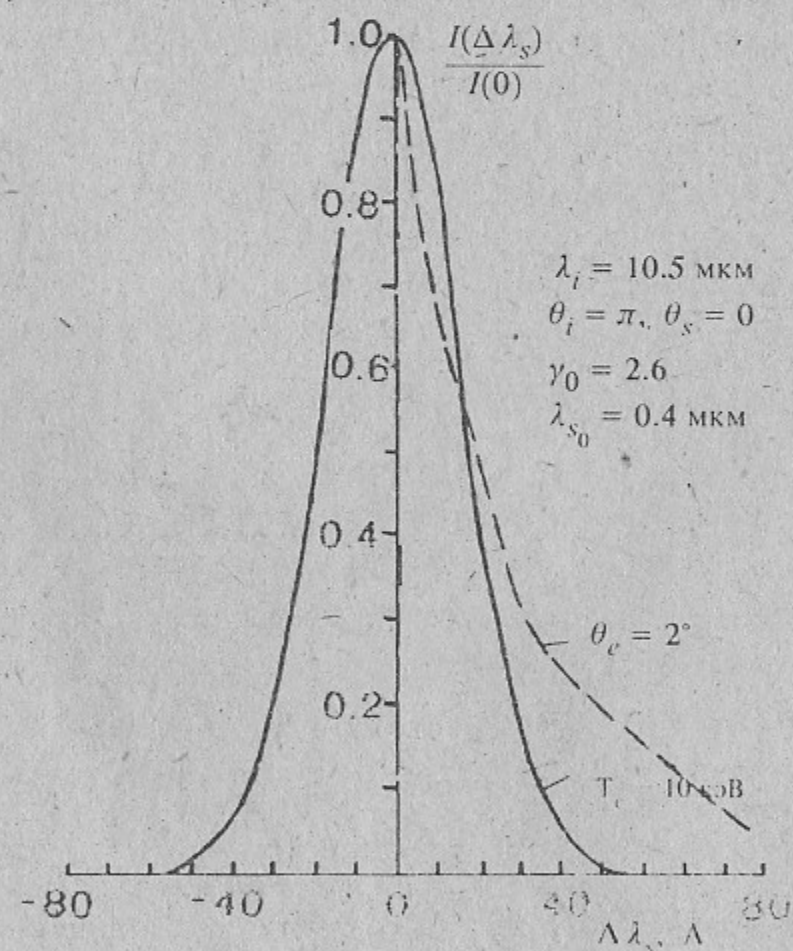


Рис. 9. Спектр излучения CO_2 -лазера после рассеяния на электронном пучке.

Поскольку сечение рассеяния фотонов по направлению движения электронов пучка:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx (1+\beta^2) \cdot \gamma^2 \cdot r_0^2 \approx 4 \cdot \gamma^2 \cdot r_0^2, \quad (16)$$

то доля фотонов, рассеянных в угол $D\Omega$ оценивается величиной:

$$\frac{N_s}{N_i} \approx (1+\beta) \cdot 4\gamma^2 r_0^2 \cdot N_e L \cdot D\Omega \sim 10^{-14}. \quad (17)$$

Учитывая, что энергозапас в лазерном импульсе $Q_1 \approx 5$ Дж, а энергия одного фотона с $\lambda_1 = 10.5$ мкм составляет $\hbar\omega_1 \approx 10^{-1}$ эВ, имеем оценку полного числа падающих на электронный пучок фотонов:

$$N_1 = \frac{Q_1}{\hbar\omega_1} \sim 3 \cdot 10^{20},$$

и, следовательно, числа фотонов, попадающих в систему регистрации:

$$N_s = \left[\frac{N_s}{N_i} \right] \cdot N_1 \approx 3 \cdot 10^{16}.$$

Если поступающие в систему регистрации фотоны разделить с помощью диспергирующего устройства на 10 каналов, и каждый канал соединить с фотоэлектронным умножителем, имеющим чувствительность фотокатода $K_{\text{фк}} \approx 5 \cdot 10^{-2}$ и коэффициент усиления $K_{\text{фэу}} \approx 10^6$, то при длительности лазерного импульса $\tau_{\text{л}} \approx 10^{-7}$ сек ток на выходе ФЭУ будет иметь амплитуду:

$$J_{\text{фэу}} \sim \frac{N_s \cdot K_{\text{фк}} \cdot K_{\text{фэу}} \cdot e}{10 \cdot \tau_{\text{л}}} \approx 25 \text{ мА}. \quad (18)$$

Такая величина тока позволяет иметь на нагрузке $R=75$ Ом сигнал напряжения с амплитудой $U_{\text{фэу}} \sim 2$ В, что безусловно на несколько порядков величины превышает необходимый для регистрации уровень.

Однако существует ряд факторов, затрудняющих определение функции распределения электронов в пучке. И первым из них является эффект собственного объемного заряда электронов. Если исходить из плотности частиц в пучке $N_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$, что соответствует плотности тока $j_b \approx 0.5 \text{ кА/см}^2$, то при толщине пучка $2 \cdot a = 0.4 \text{ см}$ ($I_b = j_b \cdot 2 \cdot a = 0.2 \text{ кА/см}$) и зазоре между стенками канала $2 \cdot b = 1 \text{ см}$ сдвиг скорости электронов из-за провисания по-

тенциала внутри однородного по плотности пучка будет оцениваться величиной:

$$\Delta\beta_{\varphi} = - \left\{ \frac{\pi}{\gamma^3} \frac{I_b}{I_0} \left[b - a \left(\frac{x}{a} \right)^2 \right] - \frac{\pi^2}{2\gamma^4} \left(\frac{I_b}{I_0} \left[b - a \left(\frac{x}{a} \right)^2 \right] \right)^2 \right\} \approx \begin{cases} -3 \cdot 10^{-3}, & \text{при } x=0; \\ -1.6 \cdot 10^{-3}, & \text{при } x=a=0.2 \text{ см} \end{cases} \quad (19)$$

Здесь $I_0 = \frac{mc^3}{e} \approx 17 \text{ кА}$ - ток Альфена.

Тогда сдвиг частоты рассеянного излучения, связанный с провисанием потенциала, будет соответственно:

$$\Delta\omega_{\varphi} = 2 \cdot (1+\beta)^2 \gamma^2 \cdot \Delta\beta_{\varphi} \approx \begin{cases} -1.1, & \text{при } x=0 \\ -0.6, & \text{при } x=a \end{cases} \quad (20)$$

Таким образом смещение частоты излучения, рассеянного в середине пучка, относительно его края составляет около $0.5\omega_1$, что соответствует ширине спектра излучения, рассеянного на электронах с температурой около 20 кэВ, либо имеющих угловой разброс около 2° . На первый взгляд, это может явиться сильным ограничением на предельное разрешение лазерной методики. Однако сдвиг частоты, связанный с провисанием потенциала, легко вычисляется и его вклад можно с хорошей точностью вычесть из регистрируемого в эксперименте спектра излучения. Что касается уменьшения продольной скорости электронов пучка, связанного с их дрейфовым движением в суммарном магнитном поле, то оно в ведущем магнитном поле $B_z = 0.5 \text{ Тл}$ оценивается величиной:

$$\Delta\beta_{\text{с.}} = - \left(\frac{2\pi}{\beta^2 \gamma^2} \frac{I_b \cdot x}{B_z \cdot a} \right)^2 \approx \begin{cases} 0 & \text{при } x = 0 \\ -10^{-5} & \text{при } x = a \end{cases} \quad (21)$$

которой можно пренебречь при нашем рассмотрении.

Уширение частотного спектра лазерного излучения, связанное с конечным временем пребывания электронов в рассеивающем объеме, можно оценить по времени их пролёта через вакуумный канал длиной $L = 10^2 \text{ см}$, в котором происходит пересечение электронного пучка и лазерного луча (см. [17]):

$$\Delta\omega \sim \frac{2\pi c}{L}, \quad \frac{\Delta\omega}{\omega_1} \approx \frac{\lambda_1}{L} \sim 10^{-5} \ll 1.$$

Следовательно, эффект конечного времени пребывания в рассматриваемой схеме эксперимента должен быть пренебрежимо мал.

Таким образом, проведенный анализ показал возможность постановки эксперимента по лазерному рассеянию для измерения продольного разброса электронов в сильноточном ленточном РЭП. В своё время, это послужило основой для конструкторской проработки такой методики измерений в КБ ИЯФ.

В заключение выражаю признательность С.Л. Синицкому за полезные обсуждения и В.В. Карюкину за помощь при подготовке данного текста к печати.

ЛИТЕРАТУРА

1. B.N. Breisman, D.D. Ryutov. Nuclear Fusion, 14, 1984, p.5.
2. A.V. Arzhannikov, A.V. Burdakov, V.S. Burmasov, V.S. Koidan, and V.V. Konyukhov. Dense Plasma Heating by Relativistic Electron Beam, Proc. Intern. Conf. on Plasma Physics, Nagoya, Japan, 1980, Vol.1, p.74.
3. A.V. Arzhannikov, V.S. Koidan, and S.L. Sinitsky. Deceleration and Scattering of Relativistic Electrons at a Collective REB-Plasma Interaction. Proc. of 16th Intern. Conf. on Phenomena in Ionised Gases. Duesseldorf, FRG, 1983, p.348.
4. А.В. Аржанников, В.Т. Астрелин, В.П. Драгунов. Определение спектра энергий релятивистских электронов по их поглощению в металле. Препринт ИЯФ СОАН СССР 77-102, 1977.
5. А.В. Аржанников, В.Т. Астрелин. Анализ мгновенного спектра энергий релятивистских электронов по их поглощению в алюминии. ПМТФ, 1979, Вып. 6, стр. 3.
6. А.В. Аржанников, В.С. Койдан, С.В. Логинов. Определение углового разброса замагниченного релятивистского электронного пучка по его прохождению через микроотверстия. Препринт ИЯФ СОАН СССР 81-10, 1981. Приборы и техника эксперимента, т.4, 1983, стр. 36.
7. A.V. Arzhannikov, S.L. Sinitsky, M.V. Yushkov. Propagation of Microsecond Ribbon REB in the Plane Wiggler with Guiding Magnetic Field. Twelfth Intern. Free Electron Laser Conf., Program and Abstracts, Paris, 1990, p.105.
8. V.L. Granatstein, T.M. Antonsen, Jr. S. Bidwell et al. A

- Program of High Power Microwave Source Research and Development from 8 GHz to 600GHz. Proc. of the Eighth Intern. Conf. on High-Power Particle Beams, Novosibirsk, 1990, v.1, p.265.
9. A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin, V.A. Kapitonov, M.P. Lyamzin, S.L. Sinitsky, M.V. Yushkov. Studies of Microsecond Ribbon REB Generation and Transport. Ibid., p.256.
 10. А.Ф. Александров, С.Ю. Галузо, В.А. Журавлев и др. Измерение параметров сильнооточного электронного пучка методом рассеяния. ДАН, Физика, 1984, т. 274, вып. 1, стр. 66.
 11. S.C. Chen and T.C. Marshall. Thomson Backscattering from a Relativistic Electron Beam as a Diagnostic for Parallel Velocity Spread. Phys. Rev. Letters, 1983, v.52, N.6, p.425.
 12. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. Изд. "Наука", М., 1967.
 13. В.А. Журавлев, Г.Д. Петров. Рассеяние света на электронах высокотемпературной плазмы. Оптика и спектроскопия, 1972, т. 33, вып. 1, стр. 36.
 14. А.И. Ахуезер, В.Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика. Изд. "Наука", М., 1970.
 15. Таблицы физических величин. Справочник под редакцией акад. И.К. Кикоина. Атомиздат. Москва, 1976. стр. 718.
 16. В.А. Журавлев, Г.Д. Петров. Рассеяние излучения конечными объемами релятивистских плазменных потоков. Физика плазмы, 1979, т.5, вып. 1, стр. 7.
 17. А.Б. Кукушкин. Некогерентное рассеяние света конечным объемом релятивистской плазмы. Физика плазмы, 1981, т.7, вып. 1, стр. 110.

А.В. Аржанников

Анализ возможностей применения лазерного рассеяния
для диагностики пучков мейнских электронов

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 3 октября 1991 г.

Подписано в печать 3.10 1991 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,2 печ.л., 1,8 уч.-изд.л.

Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ N 102

Обработано на IBM PC и отпечатано на

ротапринте ИЯФ СО АН СССР,

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.