

На правах рукописи

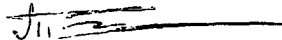
Тищенко Алексей Александрович

**Дифракционное и переходное излучение
релятивистских частиц на поверхностных и
периодических структурах**

01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Автор



Москва – 2005

Работа выполнена в Московском инженерно-физическом институте
(государственном университете)

Научный руководитель:

доктор физико-математических
наук, профессор

Рязанов Михаил Иванович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических
наук, профессор

Калашников Николай Павлович

доктор физико-математических
наук, профессор

Фетисов Евгений Петрович

Ведущая организация


Томский политехнический
университет

Защита состоится 21 декабря 2005 г. в 16 часов на заседании
диссертационного совета Д 212. 130. 06. в конференц-зале МИФИ (ауд.
К608) по адресу: 115409, Москва, Каширское шоссе, д. 31, тел 323-91-67.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МИФИ.

Автореферат разослан « 18 » ноября 2005 г

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в одном
экземпляре, заверенный печатью организации.

Ученый секретарь диссертационного совета _____  Маймистов А.И.

2006-4
27733

2251830

Общая характеристика работы

Диссертация посвящена теоретическому изучению дифракционного и переходного излучений, возникающих при пролете релятивистской заряженной частицы вблизи края мишени. Излучение называется переходным, когда равномерно движущаяся частица пересекает мишень, и дифракционным, когда не пересекает. Наибольшую роль в излучении при пролете частицы вблизи мишени играет поверхностный слой. В работе рассмотрен ряд новых, ранее не рассматривавшихся задач, связанных с излучением от тонкого диэлектрического слоя, расположенного на поверхности мишени, и излучением от мишени конечных размеров. В главах, посвященных дифракционному излучению от диэлектрического слоя, рассмотрен также эффект Смита-Парселла. Этот эффект возникает в дифракционном излучении в случае периодической мишени (решетки) и заключается в том, что спектр дифракционного излучения представляет собой набор резких пиков. При этом длина волны излучения в пиках жестко связана с периодом решетки, скоростью заряженной частицы и углом наблюдения.

Актуальность

Теоретическое исследование дифракционного и переходного излучения важно по ряду причин. Во-первых, это диагностика пучков заряженных частиц. Переходное излучение используется очень широко в этой области, а дифракционное только планируется, ведутся подготовительные работы по внедрению экспериментальных методик на большие ускорители, такие как KEK, CERN, SLAC, DESY. Актуальность исследования в качестве мишеней поверхностных структур связана с резким убыванием собственного поля заряженной частицы с увеличением расстояния от траектории частицы. В свою очередь, использование периодических мишеней дает возможность сильно менять спектрально-угловые характеристики излучения, что может быть очень выгодно с точки зрения эксперимента.



Во-вторых, дифракционное и переходное излучение на периодических структурах может быть использовано в качестве источника квазимонохроматического излучения. Либо прямо – при использовании периодической мишени, либо косвенно, как в лазерах на свободных электронах. Эта область также развивается, поскольку новые компактные источники монохроматического излучения с легко перестраиваемыми параметрами нужны как в физике, так и в биологии и медицине.

Цель работы

Целью настоящей работы является исследование новых задач дифракционного и переходного излучения на поверхностных и периодических структурах, в частности: (1) расчет спектрально-угловых характеристик излучения, возникающего при взаимодействии заряженной частицы с двумерной структурой (рассмотрены переходное и дифракционное излучение, а также эффект Смита-Парселла); (2) в области частот ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов расчет излучения, возникающего при пролете ультрарелятивистских частиц вблизи края мишени, как пересекая мишень, так и не пересекая; (3) расчет дифракционного излучения, возникающего при пролете частицы над тонким слоем диэлектрика, находящегося на поверхности металла, в том числе и рассмотрение эффекта Смита-Парселла в случае периодического слоя.

Научная новизна

Впервые получены спектрально-угловые характеристики дифракционного излучения на частотах ультрафиолетового и рентгеновского диапазона.

Впервые рассчитано влияние близости края мишени на спектрально-угловые характеристики переходного излучения на частотах выше плазменной.

Впервые получен двумерный аналог известного соотношения Клаузиуса-Мосотти, связывающего микроскопические и макроскопические характеристики физической системы.

Впервые рассчитана функция отклика двумерной системы на поле внешних источников. На основании этого рассчитаны дифракционное и переходное излучение заряженной частицы при пролете ее вблизи двумерной системы. Расчет проведен с учетом эффектов локального поля, что позволило учесть микроскопическое строение двумерной системы, свойства отдельных частиц, ее образующих, и их взаимодействие при формировании излучения. Предсказана возможность резонансного усиления излучения.

Впервые рассмотрено дифракционное излучение от тонкого диэлектрического слоя. При этом учтено влияние подложки на излучение, получена аналитическая зависимость характеристик излучения от профиля слоя.

Положения, выносимые на защиту

1. Впервые получен двумерный аналог известного соотношения Клаузиуса-Мосотти, связывающего микроскопические и макроскопические характеристики физической системы.
2. Впервые рассчитана функция отклика двумерной системы частиц на поле внешних источников в рамках теории локального поля. Учтены как диэлектрические свойства отдельных частиц, так и микроскопическое строение двумерной системы. Проведен расчет спектрально-угловых характеристик как переходного, так и дифракционного излучения, в том числе и излучения Смита-Парселла. Установлено, что на частотах, резонансных для всей двумерной структуры в целом, возможно значительное усиление излучения.
3. Впервые получено спектрально-угловое распределение дифракционного излучения ультрарелятивистской заряженной частицы в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазоне частот. Показано, что экспериментально дифракционное излучение в данном диапазоне частот может наблюдаться для ультрарелятивистских частиц с Лоренц-фактором $\gamma \sim 10^4$ и выше.

4. Впервые показано, что спектрально-угловая плотность обратного дифракционного излучения на частотах выше плазменной растет с возрастанием угла наклона траектории частицы к плоскости фронтальной грани мишени.
5. Показано, что меняются спектрально-угловые свойства переходного излучения ультрарелятивистской частицы на частотах выше плазменной, если расстояние от траектории до края мишени меньше чем величина $\gamma\lambda$, где γ - Лоренц-фактор частицы, λ - длина волны излучения.
6. Получены характеристики дифракционного излучения заряженной частицы при пролете ее над идеальным проводником, на который нанесен тонкий слой диэлектрика. При исследовании зависимости спектрально-угловых характеристик излучения от профиля диэлектрического слоя показано, что в ультрарелятивистском и нерелятивистском предельных случаях максимальное излучение возможно для стриповой решетки, состоящей из ряда параллельных пластин.

Научная и практическая значимость работы

определяется необходимостью развития теории взаимодействия заряженных релятивистских частиц с поверхностными и периодическими структурами. Результаты такой теории могут быть использованы при создании новых перестраиваемых источников электромагнитного излучения (в том числе и в рентгеновском диапазоне частот) с высокой степенью монохроматичности и поляризации излучения, необходимых во многих областях физики, биологии, медицины. Другой важной областью приложений развитой теории является диагностика пучков заряженных частиц.

Апробация

Материалы диссертации докладывались на Международных конференциях по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва, 2003-2004 гг.), на Международном симпозиуме "Излучение релятивистских

электронов в периодических структурах” (RREPS-03, Томск, 2003), на Научной сессии МИФИ 2003, 2004.

Публикации

По теме диссертации опубликовано двенадцать работ в научных журналах и трудах конференций (см. список публикаций в конце автореферата), в том числе 5 работ в реферируемых научных журналах.

Структура и объем

Диссертация состоит из введения, 3 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации (включая рисунки и список литературы) составляет 114 страниц. Диссертация содержит 11 рисунков и список литературы - 124 наименования.

Содержание

Введение

Во введении дается общий обзор современного состояния рассматриваемого круга вопросов, обосновывается актуальность исследования, ставятся цели работы, формулируются основные результаты диссертации.

Глава 1

Первая глава посвящена разработке теории локального поля для двумерной системы молекул. Теория локального поля позволяет связать микроскопические и макроскопические свойства вещества.

В *первом разделе* рассмотрен общий подход, сформулированы уравнения, связывающие точное микроскопическое, среднее макроскопическое и локальное поля в веществе. Получено интегральное уравнение для локального поля в двумерной системе молекул с учетом поля внешних источников.

Во *втором разделе* решено уравнение для локального поля, в результате чего найдены как проводимость монослоя (т.е., фактически, функция отклика монослоя на собственные возбуждения, или спектр собственных волн, могущих существовать в двумерной системе молекул) так и функция отклика системы на поле внешних источников. Эти две функции отклика отличаются, как и следовало ожидать. Проводимость монослоя является двумерным аналогом хорошо известной формулы Клаузиуса-Мосотти, и имеет вид:

$$\sigma_{ij}^s(z, \omega) = -i\omega n_1 \alpha(\omega) \left\{ \frac{\delta_{ij} - e_i e_j}{1 - \pi n_1 \alpha(\omega)} + \frac{e_i e_j}{1 + 2\pi n_1 \alpha(\omega)(a - 2\eta(z))} \right\}$$

здесь $\mathbf{e} = \mathbf{e}_z$ - единичный вектор направленный по нормали к поверхности слоя; n_1 - плотность числа молекул в монослое; $\eta(z)$ - плотность распределения молекул поперек монослоя (предполагается, что толщина монослоя много меньше всех остальных параметров задачи с размерностью длины). Свойства

поверхностной проводимости определяются эффективной поляризуемостью молекул $\alpha(\omega)$ и их взаимным расположением, т.е. структурой пленки, причем последняя входит в виде некоторого интегрального параметра

$$a = \int d^2q f(\mathbf{q})q$$

где $f(\mathbf{q})$ - фурье-образ функции $f(x, y)$, характеризующей площадь и форму свободного пространства около молекулы в плоскости пленки. Если явный вид функции $f(\mathbf{q})$ неизвестен, то можно рассматривать величину a как феноменологический параметр, описывающий свойства монослоя атомов.

Найденная функция отклика на внешнее поле определяет связь среднего действующего в монослое поля E^{loc} (локального поля) с полем внешних источников E^0 :

$$E_i^{loc}(\mathbf{q}, z, \omega) = \left\{ \frac{\delta_{ij} - e_i e_j}{1 - \pi n_1 a \alpha(\omega)} + \frac{e_i e_j}{1 + 2\pi n_1 a \alpha(\omega)} \right\} E_j^0(\mathbf{q}, z, \omega)$$

В *третьем разделе* найденная функция отклика монослоя на поле внешних источников применена к расчету переходного излучения, возникающего при пересечении двумерной системы молекул заряженной частицей. В простейшем случае нормального падения частицы на поверхность монослоя распределение излучения по углам и частотам имеет вид:

$$\frac{d^2 E(\mathbf{n}, \omega)}{d\Omega d\omega} = \frac{4e^2 n_1^2 (\omega^2/c^3) \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \left| \frac{\beta \cos \theta}{\alpha^{-1}(\omega) - \pi a n_1} - \frac{1 - \beta^2}{\alpha^{-1}(\omega) + 2\pi a n_1} \right|^2$$

В *четвертом разделе* найденная функция отклика монослоя на поле внешних источников применена к расчету излучения Смита-Парселла, возникающего при пролете заряженной частицы над двумерной периодической системой полосок-монопленок, расположенных на поверхности идеального проводника. Спектрально-угловая плотность излученной энергии описывается следующей формулой:

$$\frac{d^2 E(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \sin^2(L\varphi/2)}{c (1 - \beta n_x)^2} e^{-2b\rho} \cos^2(k_x b) \frac{\sin^2(p\varphi N/2)}{\sin^2(p\varphi/2)} \times$$

$$\left| \mathbf{n} \times \left(\mathbf{e}_z \frac{4(\omega/c)n}{\alpha_{\perp}^{-1}(\omega) + 2\pi na} (1 + e^{-2b\rho}) + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \left(k_y \mathbf{e}_y + \frac{\omega}{v\gamma^2} \mathbf{e}_x \right) \frac{4(\omega/c)n}{\alpha_{\parallel}^{-1}(\omega) - \pi na} \rho^{-1} (1 - e^{-2b\rho}) \right) \right|^2$$

где b - расстояние от системы полосок-монослоев до подложки (идеально проводящей), L - ширина отдельной полоски-монослоя, p - период системы полосок-монослоев. Поляризация молекул $\alpha_y(\omega)$ в монослой взята в виде тензора с главными значениями α_{\parallel} и α_{\perp} :

$$\alpha_y(\omega) = \begin{pmatrix} \alpha_{\parallel} & 0 \\ 0 & \alpha_{\perp} \end{pmatrix}$$

и обозначено

$$\rho = \sqrt{k_y^2 + \left(\frac{\omega}{v\gamma} \right)^2}, \quad \varphi = \frac{\omega}{v} - k_x$$

Из приведенной выше формулы следует, что возможно резкое усиление эффекта Смита-Парселла на частотах, резонансных для монослоя, что имеет место при выполнении одного из условий

$$\operatorname{Re}\{\alpha_{\perp}^{-1}(\omega_1)\} = -2\pi na, \quad \operatorname{Re}\{\alpha_{\parallel}^{-1}(\omega_2)\} = \pi na$$

При выполнении этих условий полученная формула отличается от обычно используемых главным образом множителем типа

$$\frac{\left| \frac{8(\omega/c)n}{\operatorname{Im}\{\alpha^{-1}(\omega)\}} \right|^2}{1}$$

где в качестве α следует брать главные значения тензора поляризуемости α_{\perp} и α_{\parallel} . Рассмотрены частные случаи монослоев из адсорбированных молекул и монослоев из наночастиц. Показано, что в том и другом случае возможно, чтобы этот множитель превышал единицу, вплоть до нескольких порядков

величины. В случае наночастиц условия $\operatorname{Re}\{\alpha_1^{-1}(\omega_1)\} = -2\pi na$, $\operatorname{Re}\{\alpha_{\parallel}^{-1}(\omega_2)\} = \pi na$ приводят не к уравнению на определение частоты, а к требованиям на структуру монослоя. Именно, резонансное увеличение излучения Смита-Парселла возможно когда среднее расстояние между частицами монослоя порядка размеров самих частиц. Однако, такая ситуация связана с тем, что поляризуемость отдельной частицы мы брали из теории Рэлея. Требование на резонанс может оказаться иным в других моделях, скажем, учитывающих квантование уровней из-за ограниченности объема наночастицы, или учитывающих возможное превышение размеров частицы над длиной волны излучения.

Глава 2

Во второй главе исследуется излучение ультрарелятивистских заряженных частиц на частотах ультрафиолетового и рентгеновского диапазона, возникающее при пролете частицы вблизи края мишени. Рассмотрены случаи переходного излучения (частица пересекает мишень) и дифракционного излучения (частица не пересекает мишень).

В первом разделе получено общее выражение для плотности токов, индуцированных в пластинке конечной толщины и ширины полем ультрарелятивистской заряженной частицы. Обоснован общий подход, позволяющий найти поле излучения от такой ограниченной мишени. Показано, что величина

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\omega}{4\pi i} (\varepsilon(\omega) - 1) \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega)$$

играет роль плотности токов, индуцированных в бесконечном однородном веществе полем пролетающей заряженной частицы. При этом в задачах о поляризационном излучении от аморфной мишени этот результат является точным в том смысле, что нет приближения по полю внешних источников.

Показано, что поле излучения от ограниченной мишени с объемом V в пределе высоких частот $\omega \gg \omega_p$ может быть рассчитано по формуле

$$\mathbf{E}'(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\exp\{ikr\}}{r} \frac{i\omega}{c^2} \mathbf{n} \times \mathbf{n} \times \int_V d^3r \exp\{-i\sqrt{\varepsilon}\mathbf{k}\mathbf{r}\} \mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi ZNe^2/m}$ - плазменная частота, N - плотность числа атомов, m - масса электрона и Z - номер атомного элемента в таблице Менделеева.

Во *втором разделе* развитый подход применен к расчету спектрально-угловых характеристик переходного излучения в случае пролета частицы сквозь мишень очень близко к ее краю, либо в случае пролета через мишень-проволоку (т.е. учтена близость обоих краев). Показано, что при расстоянии от траектории до края мишени меньше чем величина $\gamma\lambda$, и, соответственно, для случая мишени-проволоки толщиной меньше, чем $\gamma\lambda$, меняются характеристики излучения. Здесь λ длина волны излучения и $\gamma \gg 1$ - Лоренц-фактор частицы. Поле переходного рентгеновского излучения возникающего при пересечении зарядом пластинки шириной a на расстоянии b и b_1 от ее краев, получено в виде:

$$\mathbf{E}'(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\exp\{ikr\}}{r} \frac{e\omega_p^2}{4\pi c^2} \frac{\exp\{ia\varphi\} - 1}{\omega - \sqrt{\varepsilon}\mathbf{k}\mathbf{v}} \times$$

$$\mathbf{n} \times \left(\left(\frac{2(\mathbf{A} + k_z \mathbf{e}_z)}{\rho^2 + k_z^2} - \exp\{-b_1(\rho - ik_z)\} \frac{\rho^{-1}\mathbf{A} - i\mathbf{e}_z}{\rho - ik_z} - \exp\{-b(\rho + ik_z)\} \frac{\rho^{-1}\mathbf{A} + i\mathbf{e}_z}{\rho + ik_z} \right) \times \mathbf{n} \right)$$

где обозначено

$$\mathbf{A} = \sqrt{\varepsilon}k_y \mathbf{e}_y + \mathbf{e}_x (\omega - \sqrt{\varepsilon}k_y v_y) / v_x - \omega \mathbf{v} / v^2$$

$$\varphi = (\omega - \sqrt{\varepsilon}\mathbf{k}\mathbf{v}) / v_x$$

$$\rho = \frac{\omega}{c\beta_x \gamma} \sqrt{1 + \gamma^2 (\varepsilon\beta^2 n_y^2 + \beta_y^2 - 2\sqrt{\varepsilon}\beta_y n_y)}$$

Полученное выражение в частном случае бесконечной пластины сводится к известному результату Гарибяна.

В случае пролета заряда на расстоянии b от края полубесконечной пластинки спектрально-угловое распределение плотности излученной энергии ведет себя как на Рис. 1

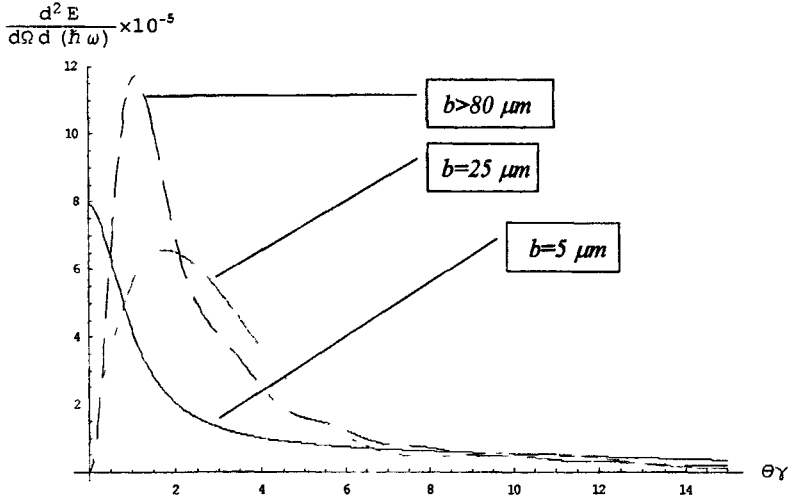


Рис. 1

В случае пересечения зарядом проволоки толщиной $2b$ спектрально-угловое распределение плотности излученной энергии ведет себя как на Рис. 2

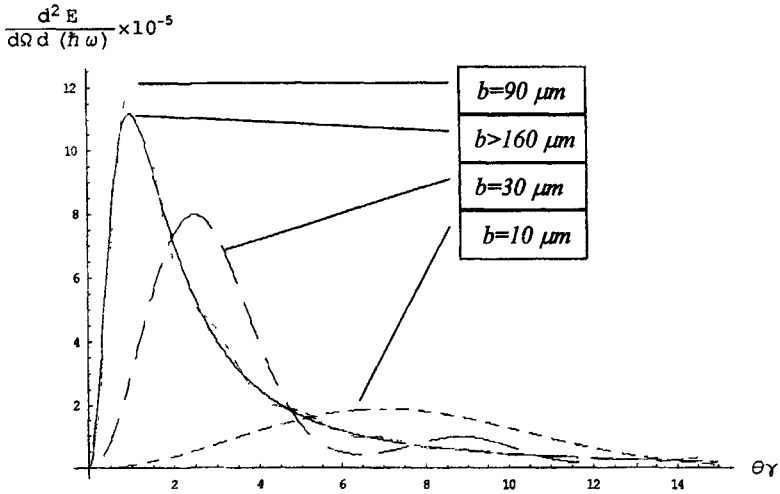


Рис. 2

В *третьем разделе* рассмотрено дифракционное излучение ультрарелятивистской заряженной частицы на частотах ультрафиолетового и рентгеновского диапазона. Распределение излучения по углам и частотам получено в виде:

$$\frac{d^2 E(\mathbf{n}, \omega)}{d\Omega d(\hbar\omega)} = \frac{e^2}{c\hbar} \left(\frac{\omega_p^2}{2\pi\omega^2} \right)^2 F_b \frac{1 - n_z^2 + (A^2 - (\mathbf{An})^2) / \rho^2}{(c^2 / \omega^2) \rho^2 + n_z^2} \times$$

$$\times \exp\{-2h\rho\} \frac{\sin^2\left(\frac{a\omega}{2v_x}(1 - \mathbf{nv}\sqrt{\varepsilon}/c)\right)}{(1 - \mathbf{nv}\sqrt{\varepsilon}/c)^2}$$

где фактор F_b определяет зависимость излученной энергии от ширины пластинки b

$$F_b(b, \omega) = 1 - 2 \exp\{-b\rho\} \cos(bk_z) + \exp\{-2b\rho\},$$

а прочие обозначения такие же, как для переходного излучения. Зависимость излучения от ширины пластинки b показана на Рис. 3.

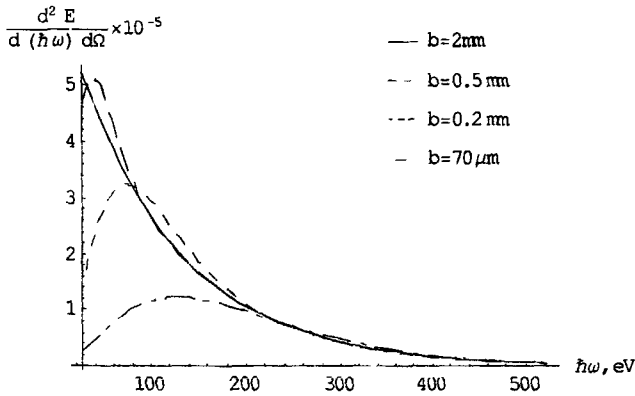


Рис. 3

Показано, что излучение имеет два резких максимума: конус с раствором $\sim \gamma^{-1}$ вдоль скорости заряда и такой же конус в направлении зеркального отражения от фронтальной грани мишени (обратное дифракционное излучение, ОДИ).

Спектр излучения для обоих конусов имеет частоту обрезания ω_c . В случае, когда импакт-параметр меньше плазменной длины волны ($h < c/\omega_p$) частота обрезания совпадает с таковой для переходного излучения: $\omega_c = \gamma\omega_p$. В случае, когда $h > c/\omega_p$, частота обрезания для дифракционного излучения не зависит от свойств мишени, но зависит от Лоренц-фактора пролетающего заряда $\omega_c \approx c\gamma/h$, и, вообще говоря, меньше частоты $\omega_c = \gamma\omega_p$. Требование $\omega_c > \omega > \omega_p$ выполнимо для заряженных частиц с Лоренц-фактором $\gamma \sim 10^4$ и импакт-параметрах $h \sim 10$ мкм. При увеличении энергии заряженной частицы или при уменьшении импакт-параметра спектр излучения обогащается все более высокими частотами.

Оценка полных потерь на излучение дает

$$E \sim \frac{e^2}{\hbar c} \hbar \frac{c\gamma}{h} \approx \alpha \hbar \omega_c$$

Сравнение угловых распределений дифракционного и переходного излучений вперед показывает (Рис. 4), что дифракционное излучение имеет более узкий пик, приходящийся на провал в переходном излучении.

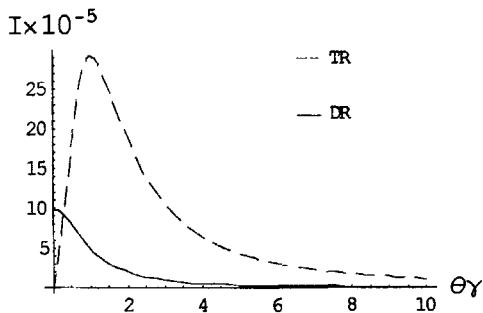


Рис. 4

Оценка зависимости излучение от угла α (угол, под которым скрещивается траектория заряда и нормаль к фронтальной грани пластины, обращенной к налетающему заряду), показывает, что максимум дифракционного излучения вперед (вдоль направления движения) практически не зависит от α , в то время

как максимум обратного дифракционного излучения (ОДИ) существенно возрастает с увеличением угла α :

$$\frac{d^2 E_{\text{max}}^{\text{ОДИ}}}{d\Omega d(\hbar\omega)} = \frac{e^2 \gamma^2 (\omega_p/\omega)^4}{c\hbar 2\pi^2 16 \cos^4 \alpha} \left[1 - \exp\left\{-\frac{b\omega}{c\gamma}\right\} \right]^2 \exp\left\{-\frac{2\hbar\omega}{c\gamma}\right\}$$

Рис. 5 демонстрирует это поведение:

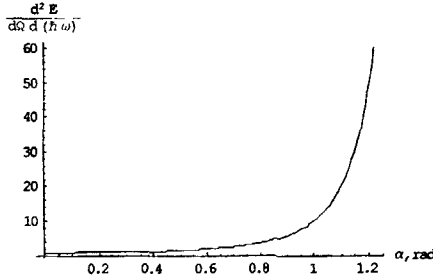


Рис. 5

Развитая теория ограничивает значения α неравенством $\cos^2 \alpha \gg \omega_p^2/\omega^2$.

Глава 3

Третья глава посвящена рассмотрению дифракционного излучения, возникающего при пролете заряженной частицы над поверхностью идеального проводника, на которой нанесен тонкий неоднородный слой диэлектрика.

В *первом разделе* получено выражение для поляризационного тока, индуцированного полем пролетающего над слоем заряда. Учет идеально проводящей подложки, на которой лежит слой, проведен методом изображений. Рассмотрены как заряд-изображение, так и молекулы-изображения. Полученные выражения микроскопические, т.е. в них не проведено усреднение по всем молекулам слоя.

В *втором разделе* рассмотрен частный случай слоя, состоящего из отдельных адсорбированных атомов. На этом простом примере разобраны характерные черты спектрально-угловой зависимости излучения.

В *третьем разделе* проведено макроскопическое усреднение микроскопической плотности поляризованного тока, причем получена аналитическая зависимость от произвольного профиля слоя. Получены общие формулы спектрально-углового распределения излученной энергии. Например, спектрально-угловое распределение энергии, излученной релятивистским зарядом при его пролете над тонким (максимальная толщина слоя $g_{\max} \ll \gamma c/\omega$) неоднородным диэлектрическим слоем, находящимся на идеально проводящей подложке имеет вид:

$$\frac{d^2 E(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{c} |4n\alpha(\omega)|^2 (1 - n_x^2) \exp\{-2a\rho\} \left| \frac{\omega^2}{c^2} \int_{-\infty}^{\infty} dz e^{iz\varphi} g(z) \right|^2$$

где функция $g(z)$ определяет профиль слоя, $\rho = \sqrt{k_y^2 + (\omega/v\gamma)^2}$, $\varphi = \omega/v - k_z$.

В *четвертом разделе* рассмотрен случай одномерно периодического слоя – дифракционной решетки. Рассмотрены как нерелятивистский, так и ультрарелятивистский предельные случаи, проведен общий анализ зависимости излучения от профиля слоя. К примеру, спектрально-угловое распределение энергии излучения от тонкого слоя (толщина слоя $b \ll \beta\lambda$, $\beta = v/c$) имеет вид:

$$\frac{d^2 E(\mathbf{n}, \omega)}{d\omega d\Omega} = A \frac{e^2}{c} 16n^2 |\alpha(\omega)|^2 (1 - n_x^2) \left| \frac{\omega^2}{\beta c^2} \int_0^w dz e^{iz\varphi} f(z) \right|^2 \frac{\sin^2(\varphi p N/2)}{\sin^2(\varphi p/2)} \exp\left\{-\frac{2a\omega}{c\beta}\right\}$$

где коэффициент A различен в нерелятивистском и ультрарелятивистском случаях:

$$A = \begin{cases} 1, & \beta \ll 1 \\ \frac{n_x^2}{(\gamma^{-2} + n_x^2)^2}, & \gamma \gg 1 \end{cases}$$

Функция $\frac{\sin^2(\varphi p N/2)}{\sin^2(\varphi p/2)}$ дает набор пиков в дифракционном излучении (эффект

Смита-Парселла). При $N \gg 1$ получается дисперсионное соотношение, дающее связь между периодом решетки p , углом излучения θ и длиной волны излучения λ :

$$m \frac{\lambda}{p} = \beta^{-1} - \cos \theta, \quad m = 1, 2, 3 \dots$$

Распределение излучения по углам дается формулой

$$\frac{dE}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{\omega_{SP}^3}{c^3} L p \sum_m R_m^2 \exp \left\{ -\frac{2h}{\lambda_e} m \right\}$$

где коэффициент R_m^2 вычислен для произвольного профиля периодически-неоднородного слоя:

$$R_m^2(\omega_{SP}) = \frac{16\beta^2 n^2 |\alpha(\omega)|^2}{(1 - \beta^2 n_z^2)^2} \left(\frac{2\pi c}{p\omega_{SP}} \right)^2 \left[\left[\mathbf{n}, iF_1(\omega)\mathbf{e}_x - F_2(\omega) \frac{\beta\gamma n_y \mathbf{e}_y + \gamma^{-1} \mathbf{e}_z}{\sqrt{1 + \gamma^2 \beta^2 n_y^2}} \right] \right]_{\omega=\omega_{SP}m}^2$$

где $L = Np$ - длина дифракционной решетки, $\omega_{SP} = \frac{2\pi c/p}{\beta^{-1} - n_z}$ - частота излучения

Смита-Парселла, $\lambda_e = \frac{c\beta\gamma}{\omega_{SP}\sqrt{1 + \gamma^2 \beta^2 n_y^2}}$ - характерное расстояние для импакт-

параметра, начиная с которого излучение экспоненциально падает с ростом расстояния между траекторией и краем мишени. Коэффициенты F_1 и F_2 определены формулами

$$F_1 = \int_0^w dz e^{iz\varphi} \left\{ \rho \cos[k_x f(z)] sh[\rho f(z)] + k_x \sin[k_x f(z)] ch[\rho f(z)] \right\}$$

$$F_2 = \int_0^w dz e^{iz\varphi} \left\{ \rho \cos[k_x f(z)] ch[\rho f(z)] - \rho + k_x \sin[k_x f(z)] sh[\rho f(z)] \right\}$$

Например, в ультрарелятивистском случае для стриповой решетки получается:

$$R_m^2(\omega_{SP}) = \frac{16n^2 |\alpha(\omega_{SP}m)|^2 n_z^2}{(\gamma^{-2} + n_x^2)^2} \sin^2 \left(\frac{w}{P} \pi m \right) \times \left\{ \gamma^{-1} \left[1 - \exp \left(-\frac{2b}{\lambda_e} m \right) \right] \cos \left(\frac{b\omega_{SP}n_x}{c} m \right) + n_x \left[1 + \exp \left(-\frac{2b}{\lambda_e} m \right) \right] \sin \left[\frac{b\omega_{SP}n_x}{c} m \right] \right\}^2$$

Развитая в этой главе теория годится лишь при выполнении условий

$$\begin{cases} |\varepsilon - 1| \ll 1, \quad b \gg \gamma\beta\lambda \\ \left| \varepsilon - 1 \right| \frac{b}{\gamma\beta\lambda} \ll 1, \quad b \ll \gamma\beta\lambda \end{cases}$$

Диэлектрическая проницаемость ε связана с поляризуемостью отдельных молекул α формулой Клаузиуса-Мосотти:

$$4\pi\alpha(\omega) = \frac{3\varepsilon(\omega) - 1}{\pi\varepsilon(\omega) + 2}$$

так что коэффициент $R_m^2 \ll 1$ при $b \gg \gamma\beta\lambda$, но при $b \ll \gamma\beta\lambda$ возможно $R_m^2 \geq 1$. Кроме того, при малых углах излучения Смита-Парселла $n_x \approx \sin\theta - \theta \ll 1$ фактор R_m^2 может быть порядка или даже больше единицы при любой толщине стрипов b .

Заключение

В Заключении сформулированы основные результаты диссертации.

1. Получен аналог соотношения Клаузиуса-Мосотти для двумерной системы молекул, то есть получена аналитическая формула, устанавливающая связь между микроскопическими и макроскопическими диэлектрическими свойствами двумерной системы.
2. Рассчитана функция отклика двумерной системы частиц на поле внешних источников. Расчет проведен с учетом эффектов локального поля. Учтены как диэлектрические свойства отдельных частиц, так и микроскопическое строение двумерной системы. Проведен расчет спектрально-угловых характеристик как переходного, так и дифракционного излучения, в том числе и излучения Смита-Парселла. Установлено, что на частотах, резонансных для всей двумерной структуры в целом, возможно значительное усиление излучения.
3. Рассчитана спектрально-угловая плотность дифракционного излучения ультрарелятивистской заряженной частицы в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазоне частот. Показано, что экспериментально дифракционное излучение в данном диапазоне частот может наблюдаться для заряженных частиц с Лоренц-фактором $\gamma \sim 10^4$ и выше при значениях импакт-параметра в несколько десятков микрон.

4. Теоретически исследовано обратное дифракционное излучение на частотах выше плазменной. Показано, что спектрально-угловая плотность такого излучения растет с возрастанием угла наклона траектории частицы к плоскости фронтальной грани мишени.
5. Исследовано влияние близости края мишени на переходное излучение на частотах выше плазменной. Показано, что влияние края мишени существенно, если расстояние от траектории до края мишени меньше чем величина $\gamma\lambda$, где γ - Лоренц-фактор частицы, λ - длина волны излучения.
6. Рассмотрено дифракционное излучение заряженной частицы при пролете ее над идеальным проводником, на который нанесен тонкий слой диэлектрика. Исследована зависимость спектрально-угловых характеристик излучения от профиля диэлектрического слоя. Показано, что в нерелятивистском и ультрарелятивистском предельных случаях максимальное излучение возможно для слоя в виде системы параллельных стрипов.

Список публикаций по теме диссертации

1. M.I. Ryazanov, A.A. Tishchenko, *Laser Physics* **12**, 1442 (2002) “Emission of a fast charged particle passing through a monomolecular film”.
2. М.И. Рязанов, А.А. Тищенко, Сборник трудов Научной сессии МИФИ 2003, т.5, стр. 188 “О проводимости мономолекулярной пленки”.
3. A.A. Tishchenko, M.I. Ryazanov, M.N. Strikhanov, *Abstracts of VI International Symposium “RREPS-03” (Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures)*, p.47 (Томск, 2003), “Smith-Purcell effect for a system of strips-monolayers adsorbed on the surface of a metal”.
4. А.А. Тищенко, А.П. Потылицын, М.Н. Стриханов, Сборник трудов международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва, МГУ, 2003 г.), “Эффект Смита-Парселла для плоской решетки состоящей из пластин конечной толщины”.
5. A.A. Tishchenko, M.N. Strikhanov, A.P. Potylitsyn, *Abstracts of VI International Symposium “RREPS-03” (Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures)*, p. 65, (Томск, 2003) “X-ray transition radiation from an ultrarelativistic charge passing near the edge of a target”.
6. А.А. Тищенко, М.Н. Стриханов, А.П. Потылицын, Сборник трудов международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва, МГУ, 2004г.), стр. 56 “Дифракционное излучение заряда в плазменном пределе частот при пролете над поверхностью одномерно-периодической структуры”.

7. М.И. Рязанов, М.Н. Стриханов, А.А. Тищенко, ЖЭТФ **126**, 349 (2004)
“Дифракционное излучение от неоднородного диэлектрического слоя на поверхности идеального проводника”.
8. А.А. Тищенко, А.П. Потылицын, М.Н. Стриханов, Известия Вузов. Физика **47**, № 1, стр.3 (2004) “Дифракционное излучение ультрарелятивистского заряда в пределе высоких частот”.
9. А.А. Тищенко, А.П. Потылицын, М.Н. Стриханов, Сборник трудов Научной сессии МИФИ 2004, т.5, стр. 176 “Дифракционное излучение ультрарелятивистского заряда на высоких частотах”.
10. М.И. Рязанов, М.Н. Стриханов, А.А. Тищенко, Сборник трудов Научной сессии МИФИ 2004, т.5, стр. 206 “Об излучении Смита-Парселла от диэлектрического слоя на поверхности проводника”.
11. А.А. Tishchenko, А.Р. Potylitsyn, М.Н. Strikhanov, Phys. Rev. E. **70**, 066501 (2004) “Diffraction radiation from an ultrarelativistic charge in the plasma frequency limit”.
12. А.А. Tishchenko, М.Н. Strikhanov, А.Р. Potylitsyn, Nucl. Instr. and Meth. B **227**, 63 (2005) “X-ray transition radiation from an ultrarelativistic charge passing near the edge of a target or through a thin wire”.

Принято к исполнению 16/11/2005
Исполнено 17/11/2005

Заказ № 1303
Тираж: 100 экз.

ООО «11-й ФОРМАТ» ИНН 7726330900
Москва, Варшавское ш., 36
(095) 975-78-56
(095) 747-64-70
www.autoreferat.ru

№23959

РНБ Русский фонд

2006-4

27733