

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Излучение сверхсветовых источников в вакууме

Б.М. Болотовский, А.В. Серов

Рассматриваются теоретические предпосылки и экспериментальные работы по когерентному излучению электромагнитных волн движущимися источниками, скорость которых превосходит скорость света в пустоте. Примерами такого источника могут служить световой зайчик или заряженная нить, падающая на границу раздела двух сред.

PACS numbers: 41.20.-q, 41.60.Bq, 41.75.-i

Содержание

1. Введение (943).
2. Модель Хевисайда (944).
3. Модель И.М. Франка (944).
4. Световой зайчик (945).
5. Когерентное переходное излучение как источник излучения Вавилова – Черенкова и эффекта Доплера (946).
6. Излучение Вавилова – Черенкова в волноводе. Гирокон (947).
7. Другие возможные реализации сверхсветовых источников (948).
8. Усиление электромагнитных волн при отражении от движущейся среды (949).
9. Протяженный сгусток электронов. Сверхсветовое расширение излучающей области (950).
10. Протяженный сгусток электронов. Сверхсветовое движение излучающей области. Результаты экспериментов (952).

Список литературы (955).

1. Введение

Уже достаточно давно был осознан тот факт, что равномерно движущийся источник, создающий поля возмущения в среде, может излучать направленные волны, если скорость источника превосходит скорость распространения волн в той среде, где движется источник. По-видимому, раньше всего это явление было рассмотрено в гидродинамике на примере волн, расходящихся от движущегося корабля. Позднее Эрнст Мах рассмотрел звуковые волны, порожденные снарядом, летящим со сверхзвуковой скоростью. Э. Мах показал, что эти волны распространяются в направлении, которое составляет со скоростью снаряда угол θ , причем

Б.М. Болотовский, А.В. Серов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
119991 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
Тел. (095) 132-62-35
Факс (095) 135-85-33
E-mail: bolot@lpi.ru; serov@x4u.lebedev.ru

Статья поступила 8 февраля 2005 г.,
после доработки 23 марта 2005 г.

$\cos \theta = u/v$, где u — скорость звука, v — скорость снаряда. Э. Маху даже удалось сфотографировать возникающую при этом коническую волну. Эти работы получили высокую оценку физиков того времени, что видно, в частности, из статьи А. Эйнштейна, посвященной памяти Э. Маха [1].

Исходя из аналогии, можно было бы предположить, что подобные явления имеют место в электродинамике, а именно, заряженное тело, движущееся со скоростью, превышающей скорость световых волн, становится источником излучения направленных электромагнитных волн. Однако осознание этого факта пришло значительно позднее. По-видимому, можно назвать несколько причин этого. Одна из причин заключается в том, что скорость света как в пустоте, так и в преломляющей среде достаточно велика, поэтому трудно было представить себе материальное тело, скорость которого превышала бы скорость света. Возможно, по этой причине работа О. Хевисайда 1888 г. [2], в которой такая возможность была рассмотрена, не привлекла внимание физиков. Другая причина заключается в том, что по теории относительности скорость материальных тел не может превышать скорость света. Поэтому сама возможность сверхсветовой скорости ставилась под сомнение. Однако в действительности теория относительности запрещает движение материальных тел со скоростью превышающей скорость света в вакууме, равную приблизительно 300000 км с^{-1} . В преломляющей среде скорость света оказывается значительно меньше. Например, в стекле с показателем преломления 1,5 скорость света равна приблизительно 200000 км с^{-1} . При достаточно большой энергии частицы ее скорость может превышать скорость света в среде и при этом оставаться меньше скорости света в пустоте. С полной ясностью это было осознано после работы И.Е. Тамма и И.М. Франка [3], объяснившей результаты экспериментов Вавилова – Черенкова [4, 5].

В настоящее время теория излучения Вавилова – Черенкова разработана достаточно полно, возможно, полнее, чем теории аналогичных явлений в других областях физики (например, теория волн Маха). Это объясняется как практическим значением этого явления

для физики высоких энергий, так и тем обстоятельством, что в гидродинамике и акустике рассмотрение подобных явлений оказалось значительно сложней из-за сильного влияния нелинейных процессов.

В 1904 г. А. Зоммерфельд [6] рассмотрел электромагнитное поле частицы, движущейся в пустоте со скоростью, превышающей скорость света. Он показал, что при этом возникает направленное излучение. Излучаемые волны распространяются под углом θ к направлению скорости заряженной частицы, причем $\cos \theta = c/v$, где c — скорость света в пустоте, v — скорость частицы. В следующем, 1905 г. была окончательно сформулирована специальная теория относительности. Движение материальных тел со сверхсветовой скоростью оказалось под запретом, и поэтому работа А. Зоммерфельда была надолго забыта. Тем не менее вопрос о том, могут ли существовать источники излучения, скорость которых превышает скорость света в вакууме, оказался не таким простым. По-видимому, первой моделью такого источника стала модель, рассмотренная О. Хевисайдом в книге "Электромагнитная теория", изданной в 1912 г. [7].

2. Модель Хевисайда

На рисунке 1 приведена иллюстрация из книги О. Хевисайда [7]. Горизонтальная линия, на которой расположены точки P , A , Q , изображает плоскую идеально проводящую поверхность. На эту поверхность падает плоский волновой импульс, изображенный на рисунке справа. Падающий импульс соприкасается с плоскостью на отрезке PAQ . Направление распространения падающего импульса задается вектором X и составляет угол θ с нормалью к плоскости. Область PAQ не стоит на месте, а движется вправо по идеально проводящей поверхности. Нетрудно видеть, что скорость v , с которой движется область PAQ , определяется равенством

$$v = \frac{c}{\sin \theta}, \quad (1)$$

где c — скорость света в пустоте.

Поскольку $\sin \theta \leq 1$, то $v \geq c$, т.е. скорость движения области PAQ по плоскости равна или превышает скорость света в пустоте. В то же время под действием падающей волны в области PAQ возбуждаются токи и заряды. Область PAQ перемещается вдоль поверхности со скоростью, превышающей скорость света в пустоте, следовательно, эта область должна стать источником излучения Вавилова–Черенкова. Излучаемая волна показана в левой части рисунка. Направление, в котором эта волна распространяется, задается вектором Y . Нетрудно убедиться, что вектор Y составляет с нормалью к границе раздела такой же угол θ , как и вектор X , характеризующий падающую волну.

Таким образом, волна, излучаемая бегущим по поверхности пятном (областью PAQ), есть отраженная волна. Ее, следовательно, можно рассматривать как излучение Вавилова–Черенкова от бегущей области с токами и зарядами, которая возникает на границе под действием падающей волны.

Позднее И.М. Франк [8] рассмотрел более общий случай источника, движущегося со сверхсветовой скоростью, принимая во внимание не только падающую и отраженную, но и преломленную волну. Отметим, что и О. Хевисайд, и И.М. Франк рассматривали токи и заряды, наведенные падающей волной на границе раздела. Но падающая волна может также создавать токи и заряды в области, примыкающей к пятну PAQ и движущейся вдоль границы раздела. Эти объемные токи и заряды также представляют собой сверхсветовой источник. Ниже мы приведем пример И.М. Франка [8].

3. Модель И.М. Франка

Рассмотрим импульс, составленный из плоских электромагнитных волн. Предположим, что электромагнитное поле отлично от нуля между двумя параллельными плоскостями, а в остальном пространстве обращается в нуль. Импульс распространяется в среде с диэлектрической постоянной ϵ_1 и падает на плоскую границу раздела со средой, у которой диэлектрическая постоянная равна ϵ_2 . Геометрия задачи изображена на рис. 2. Фронт падающей волны обозначен на рисунке цифрой 1. Угол падения импульса на границу обозначен через θ_0 . Скорость импульса в первой среде равна $v_1 = c/\sqrt{\epsilon_1}$. Нетрудно видеть, что область пересечения импульса с поверхностью раздела (пятно) перемещается вдоль границы со скоростью

$$v = \frac{v_1}{\sin \theta_0} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_0}. \quad (2)$$

Эта скорость превышает скорость света в среде, а если $\epsilon_1 = 1$, то скорость перемещения пятна превышает ско-

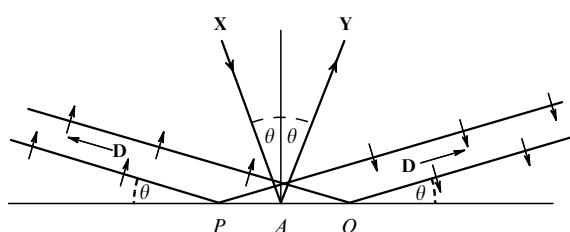


Рис. 1. Отражение плоской волны, падающей на поверхность.

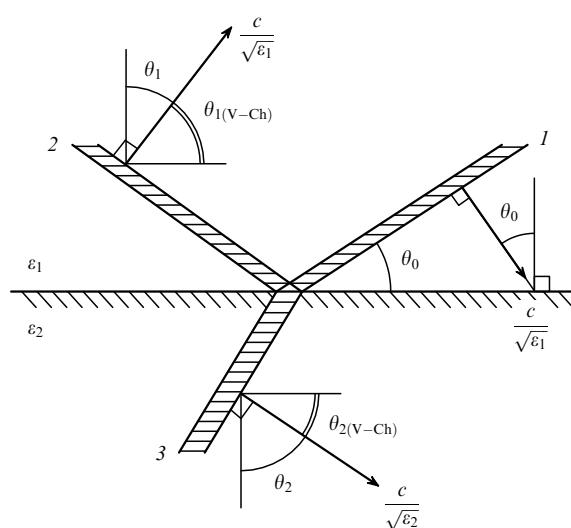


Рис. 2. Отражение и преломление волны как эффект Вавилова–Черенкова. Геометрия задачи. 1 — падающая волна, 2 — отраженная волна, 3 — преломленная волна.

рость света в вакууме. Никакого противоречия со специальной теорией относительности здесь нет, поскольку пятно на границе раздела не является материальным телом — в каждый момент времени пятно создается различными участками фронта импульса. Этот импульс, тем не менее, наводит в области пятна реальные токи и заряды, и эта область наведенных токов и зарядов перемещается вдоль границы раздела вместе с пятном. Таким образом, получается движущийся источник излучения, скорость которого всегда превышает скорость света в первой среде. Такой источник должен давать излучение Вавилова–Черенкова. Фронт волны Вавилова–Черенкова, распространяющейся в первой среде, обозначен на рисунке цифрой 2. Угол $\theta_{1(V-Ch)}$ между направлением распространения волны 2 и скоростью пятна определяется формулой

$$\cos \theta_{1(V-Ch)} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1} v}. \quad (3)$$

Подставляя в (3) значение скорости v из формулы (2), находим, что

$$\cos \theta_{1(V-Ch)} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1}} \frac{\sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_0}{c} = \sin \theta_0. \quad (4)$$

Нетрудно видеть, что волна 2 уходит от границы раздела, причем направление ее распространения составляет с нормалью к границе раздела угол $\theta_1 = \theta_0$. Таким образом, волна 2 есть в точности отраженная волна, если импульс 1 является падающей волной.

Рассмотрим теперь поле по другую сторону границы раздела, т.е. в среде с диэлектрической постоянной ϵ_2 . Пятно, бегущее вдоль границы раздела со скоростью, определяемой (2), может стать источником излучения во второй среде лишь в том случае, если скорость пятна превышает скорость света во второй среде, т.е. если выполняется неравенство

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_0} > \frac{c}{\sqrt{\epsilon_2}}. \quad (5)$$

В этом случае во второй среде возникает волна Вавилова–Черенкова, обозначенная на рисунке цифрой 3. Угол между направлением распространения этой волны и скоростью пятна определяется формулой

$$\cos \theta_{2(V-Ch)} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_2} v} = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \sin \theta_0. \quad (6)$$

Если обозначить угол преломления $\pi/2 - \theta_{2(V-Ch)}$ через θ_2 , то мы получим известное соотношение

$$\sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_0 = \sqrt{\epsilon_2} \sin \theta_2. \quad (7)$$

Это есть не что иное, как закон Снеллиуса. Таким образом, во второй среде излучение Вавилова–Черенкова от пятна образует преломленную волну. Если же скорость пятна оказывается меньше, чем скорость света во второй среде, т.е.

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_1} \sin \theta_0} < \frac{c}{\sqrt{\epsilon_2}}, \quad (8)$$

то волна Вавилова–Черенкова во второй среде не образуется, и падающий импульс 1 во вторую среду не проходит. Очевидно, что неравенство (8) эквивалентно

условию полного внутреннего отражения

$$\sin \theta_0 > \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}. \quad (9)$$

Таким образом, отражение и преломление волн на границе раздела можно рассматривать как излучение Вавилова–Черенкова от зарядов и токов, наведенных на поверхности раздела падающей волной.

4. Световой зайчик

Отметим, что световое пятно, движущееся по границе раздела, можно создать и другим способом. Например, если луч света, отраженный от зеркала, направить на границу раздела двух сред, то на границе также образуется световое пятно. При повороте зеркала это пятно будет двигаться вдоль поверхности раздела, и при определенных условиях оно может стать источником направленного излучения. Рассмотрим особенности поля, порожденного вращающимся источником света [9, 10].

Введем цилиндрическую систему координат r, φ, z , где z — ось цилиндрической системы, r — расстояние точки до оси, φ — угловой азимут. Предположим, что ось z является осью пустотелого цилиндра радиуса a . Пусть оболочка цилиндра прозрачна для углов φ , удовлетворяющих неравенству $\varphi \leq |\alpha|$, а остальная поверхность цилиндрической оболочки является непрозрачной. Здесь α — некоторый заданный угол. Предположим, что вдоль оси z расположен источник света. Рисунок 3 показывает геометрию рассматриваемой задачи в плоскости перпендикулярной оси z . Пусть цилиндр вращается относительно оси z с угловой скоростью Ω . Очевидно, что вся конструкция напоминает излучающее устройство на маяке. Причем прозрачная часть цилиндра играет роль апертуры источника. Обозначим частоту света от источника, расположенного на оси z , через ω . Тогда на поверхности цилиндра при $r = a$ зависимость электрического поля E от времени t и от полярного угла φ будет описываться следующим соотношением:

$$E_{r=a} = \begin{cases} E_0 \exp[-i\omega t] & \text{при } |\varphi + \Omega t| \leq \alpha, \\ 0 & \text{при } |\varphi + \Omega t| > \alpha. \end{cases} \quad (10)$$

Разложим $E_{r=a}$ в ряд Фурье по азимуту φ . Разложение имеет вид

$$E_{r=a} = \sum_n E_n \exp[-i\omega t - in(\varphi + \Omega t)], \quad (11)$$

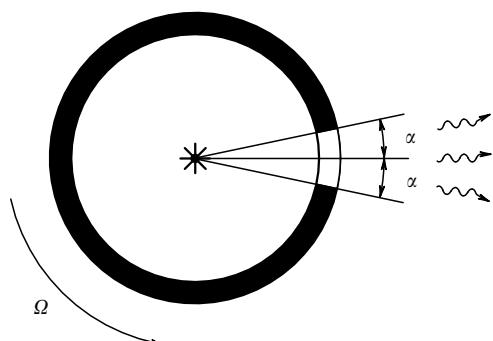


Рис. 3. Вращающийся маяк.

где E_n — некоторые постоянные. С учетом цилиндрической симметрии задачи поле на больших расстояниях от оси z определяется выражением

$$E = \sum_n E_n \exp [-in\varphi - i(\omega + n\Omega)t] \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{r}} \exp \left[i \left(\frac{\omega + n\Omega}{c} \right) r \right]. \quad (12)$$

Из формулы (12) видно, что поле состоит из расходящихся волн, частота которых определяется как частотой исходной волны ω , так и частотой вращения цилиндра Ω . У этих волн поверхность постоянной фазы имеет следующий вид:

$$-n\varphi - \omega_n t + \frac{\omega_n}{c} r = \text{const}, \quad (13)$$

где $\omega_n = \omega + n\Omega$.

В заданный момент времени t уравнение (13) описывает спираль Архимеда. Расстояние между двумя последовательными витками спирали равно $n\lambda_n$, где $\lambda_n = 2\pi c/\omega_n$; λ_n — длина волны, соответствующая гармонике номера n .

Рассмотрим цилиндрическую поверхность на достаточно большом расстоянии R от источника (рис. 4). Выберем участок этой поверхности, соответствующий интервалу азимутальных углов $d\varphi$. Из рисунка видно, что угол между поверхностью $r = R$ и поверхностью постоянной фазы определяется соотношением

$$\tan \psi \simeq \psi = \frac{dr}{R d\varphi} = \frac{cn}{R\omega_n}. \quad (14)$$

Здесь производная $dr/d\varphi$ получена из уравнения для поверхности постоянной фазы (13). Очевидно, ψ есть угол падения волны на поверхность $r = R$. Поскольку на больших расстояниях от источника и достаточно малых участках поверхности $r = R$ кривизной можно пренебречь, физическая картина явления оказывается, по существу, такой же, как в случае плоской волны, падающей на плоскую границу раздела (см. рис. 2).

Из формулы (14) видно, что значение угла ψ на больших расстояниях от источника может стать как угодно малым. В то же время ψ есть не что иное, как угол падения волны на поверхность, точнее говоря, ψ

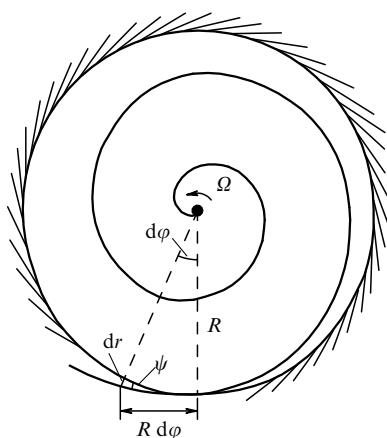


Рис. 4. Цилиндрическая поверхность волнового фронта на расстоянии R от источника.

есть угол падения для того участка поверхности постоянной фазы, который находится вблизи границы раздела. Поэтому, если мы хотим определить, с какой скоростью движется точка пересечения поверхности постоянной фазы с поверхностью экрана $r = R$, мы можем, воспользовавшись (2), получить, что

$$v \simeq \frac{c}{\psi} = \frac{R\omega_n}{n}. \quad (15)$$

Отсюда видно, что скорость пятна от врачающегося источника пропорциональна расстоянию до экрана и при достаточно больших расстояниях может превосходить скорость света. Такое врачающееся пятно может стать источником излучения. Заметим, что этот источник излучения возбуждается в каждый момент времени различными участками волнового фронта, как это имело место и в случае падения плоской волны на плоскую границу раздела.

Модель сверхсветового зайчика была реализована при исследовании ионосферы мощным пучком радиоволн [11]. Пучок радиоволн от радиостанции, расположенной на поверхности Земли, направляется вверх. На нижней границе ионосферы этот пучок создает область с наведенными токами и зарядами (зайчик), которую можно перемещать по нижнему краю ионосферы, причем скорость перемещения можно выбирать. Если она превышает скорость света, зайчик становится источником излучения Вавилова – Черенкова. Если зайчик создается модулированной волной, его излучение по частоте смещено относительно частоты модуляции по формулам закона Доплера.

5. Когерентное переходное излучение как источник излучения Вавилова – Черенкова и эффекта Доплера

Рассмотрим еще одну модель сверхсветового излучателя, в которой своеобразие явления выступает с особой ясностью [12]. Своеобразие состоит в том, что излучающая область перемещается со сверхсветовой скоростью, но каждый импульс излучения вызывается новой частицей.

Пусть имеется идеально проводящая плоскость. Введем прямоугольную систему координат x , y , z так, чтобы ось z была перпендикулярна плоскости (рис. 5).

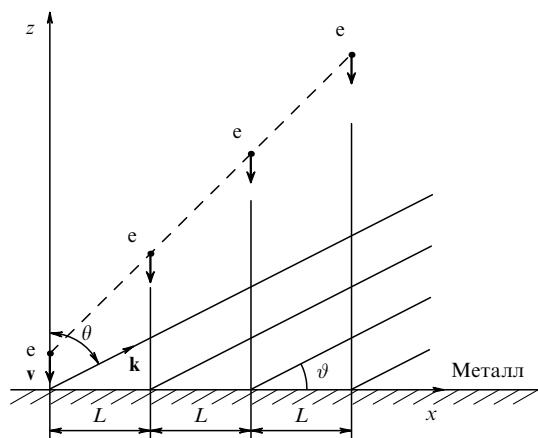


Рис. 5. Модель движущегося источника.

Пусть в момент времени $t = 0$ в точку $x = 0$ падает заряженная частица. При этом возникнет вспышка переходного излучения. Поле переходного излучения \mathbf{E} на больших расстояниях \mathbf{r} от точки $x = 0$ можно записать в виде

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}(\mathbf{k}) \exp [i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)], \quad (16)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор. Обычно поле $\mathbf{E}(\mathbf{k})$ задается как функция от угла θ между волновым вектором \mathbf{k} и нормалью к поверхности (осью z). Предположим, что через время T в точку $x = L$ падает вторая заряженная частица с той же скоростью. Возникает вторая вспышка переходного излучения, и ее поле на больших расстояниях от точки $x = L$ имеет вид

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}(\mathbf{k}) \exp [i(\mathbf{k}(\mathbf{r} - \mathbf{L}) - i\omega(t - T))]. \quad (17)$$

Пусть этот процесс периодически повторяется, т.е. n -я частица пересекает плоскость в точке $x_n = x + (n - 1)L$ в момент времени $t_n = t + (n - 1)T$. Полное излучение определяется суммой полей $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2, \dots, \mathbf{E}_n$. Если число частиц бесконечно, то, суммируя эти поля, получим

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \sum_n \mathbf{E}_n(\mathbf{k}) = \mathbf{E}(\mathbf{k}) \exp [i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] \times \\ &\times \left\{ 1 + \exp [i(\mathbf{k}\mathbf{L} - \omega T)] + \exp [2i(\mathbf{k}\mathbf{L} - \omega T)] + \dots \right\} = \\ &= 2\pi \mathbf{E}(\mathbf{k}) \exp [i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)] \sum_m \delta(\mathbf{k}\mathbf{L} - \omega T - 2\pi m), \end{aligned} \quad (18)$$

где $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака, m — любое целое число.

Таким образом, поле суммарного переходного излучения отличается от поля излучения, возникающего при падении одиночного заряда, множителем $\sum \delta(\mathbf{k}\mathbf{L} - \omega T - 2\pi m)$, который дает дополнительное условие на излучаемое поле. Условие сводится к обращению в нуль аргумента дельта-функции, т.е. в переходном излучении остаются только волны, для которых $\omega T - \mathbf{k}\mathbf{L} = 2\pi m$. Учитывая геометрию задачи, перепишем это условие в следующем виде:

$$\omega = \frac{2\pi m}{T[1 - (L/cT) \cos \theta]}, \quad (19)$$

где θ — угол между осью x и направлением излучения.

Возникающее излучение можно рассматривать как излучение мигающего источника, который перемещается вдоль оси x со скоростью $v = L/T$ и вспыхивает с периодом T . Если в (19) $m = 0$, то излучение с частотой ω может быть отличено от нуля только при выполнении условия

$$1 - \frac{L}{cT} \cos \theta = 0. \quad (20)$$

В этом случае излучение отличено от нуля на конусе с раствором угла θ , причем $\cos \theta = c/v$. Это есть условие возникновения излучения Вавилова — Черенкова в вакууме. Подчеркнем, что в отличие от скорости материальных тел, величина $v = L/T$ представляет, по существу, скорость пятна, а не материального тела, и может превышать скорость света. Если $m \neq 0$, то условие (19) определяет набор частот, характерный для эффекта

Доплера. Таким образом, в рассмотренной задаче поле переходного излучения содержит множители, характерные для излучения Вавилова — Черенкова и эффекта Доплера.

Если число частиц, падающих на поверхность, является конечным, то сумма в (18) содержит конечное число членов и дает множитель

$$S_N = \frac{1 - \exp(iN\Delta)}{1 - \exp[i\Delta]} = \exp \left[i \frac{(N-1)\Delta}{2} \right] \left(\frac{\sin(N\Delta/2)}{\sin(\Delta/2)} \right), \quad (21)$$

где N — число падающих частиц, $\Delta = \mathbf{k}\mathbf{L} - \omega T$. Как видно, в этом случае, кроме главных максимумов, появляются и побочные.

6. Излучение Вавилова — Черенкова в волноводе. Гирокон

Используя рассмотренную выше последовательность падающих частиц, можно создать источник излучения Вавилова — Черенкова в волноводе. Фазовая скорость волн в волноводе превышает скорость света в вакууме, поэтому одиночная заряженная частица, движущаяся в волноводе, не может стать источником излучения Вавилова — Черенкова. Однако можно реализовать следующий способ возбуждения волн. Рассмотрим для простоты прямоугольный волновод. Пусть заряженная частица, скорость которой направлена перпендикулярно продольной оси волновода, пересекает волновод в некотором поперечном сечении. Через время T другая заряженная частица, движущаяся с той же скоростью, пересекает другое поперечное сечение волновода, отстоящее от первого на расстоянии L . В момент времени $2T$ третья заряженная частица пересекает поперечное сечение волновода, отстоящее от первого на расстоянии $2L$, и т.д. Каждое пересечение сопровождается вспышкой переходного излучения в волноводе. Можно считать, что в волноводе появляется источник излучения, который движется вдоль продольной оси со скоростью $v = L/T$. Если величина v совпадает с фазовой скоростью какой-либо собственной волны в волноводе, возникает генерация поля на соответствующей гармонике. В этом случае, как и в задаче рассмотренной в разделе 5, возможно моделировать как излучение Вавилова — Черенкова, так и эффект Доплера.

Источник излучения в волноводе может быть также получен с помощью непрерывного пучка заряженных частиц, если пучок пересекает волновод так, что точка пересечения движется вдоль волновода [13, 14]. При выполнении условия синхронизма такой пучок генерирует соответствующую собственную волну. Примером такого генератора является гирокон [15], схема которого представлена на рис. 6. Ускоряющее устройство 1 формирует пучок электронов. Поток частиц проходит через отклоняющий резонатор 3 с врачающимся электромагнитным полем. После выхода из резонатора траектория пучка представляет собой раскручивающуюся спираль, лежащую на поверхности конуса с углом раствора α . Затем пучок входит в электростатическую отклоняющую систему 5, после прохождения которой пучок частиц движется параллельно направлению первоначального движения, т.е. траектория пучка представ-

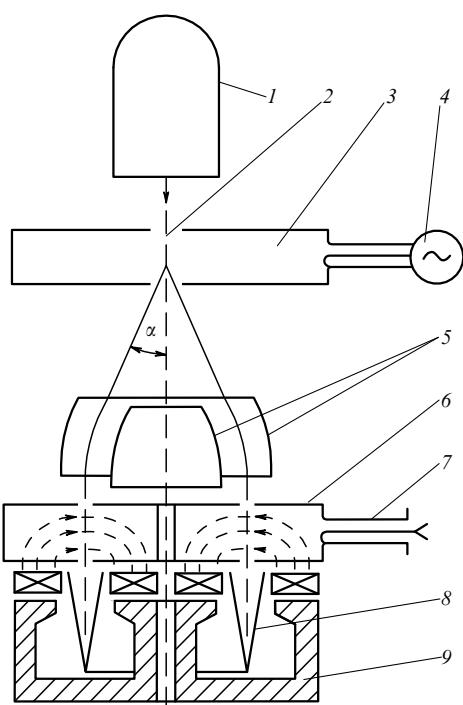


Рис. 6. Схема гирокона. 1 — высоковольтный ускоритель, 2 — электронный пучок, 3 — отклоняющий резонатор, 4 — высокочастотный генератор, 5 — электростатическая отклоняющая система, 6 — выходной резонатор, 7 — вывод энергии, 8 — коллектор, 9 — электромагнит.

ляет собой винтовую линию. Такой пучок входит в кольцевой резонатор 6. Та часть пучка, которая находится внутри резонатора, перемещается по кругу. Причем частота развертки подбирается так, чтобы скорость перемещения пучка в резонаторе превышала скорость света. Если скорость перемещения совпадает с фазовой скоростью одной из собственных гармоник кольцевого резонатора, то пучок начинает генерировать эту гармонику. Резонатор 6, по существу, является свернутым в кольцо волноводом, имеющим прорезь на верхней стенке, через которую вводится пучок. Поэтому фазовые скорости собственных гармоник превышают скорость света. Авторы работы [15] указывают, в частности, что для генерации была выбрана гармоника, фазовая скорость которой в 1,84 раза превышала скорость света. Работая в непрерывном режиме, гирокон давал излучение в диапазоне длин волн от 30 см до 1,1 м. Причем мощность генерируемого излучения достигала 5 МВт, а коэффициент преобразования энергии пучка в излучение достигал 80 %.

7. Другие возможные реализации сверхсветовых источников

С помощью коллимированного сгустка заряженных частиц можно создать источник излучения, движущийся по любой траектории и с любой скоростью. Действительно, пусть на проводящую плоскость падает хорошо коллимированный пучок заряженных частиц. Точка, в которой пучок пересекает плоскость, является источником переходного излучения. С помощью отклоняющей системы можно заставить эту точку (или пятно) перемещаться по плоскости, причем скорость перемещения

может превышать скорость света. Можно, например, создать такие условия, при которых пятно будет равномерно двигаться по окружности. В этом случае генерируемое излучение имеет много общего с синхротронным излучением [16, 17]. В частности, спектр излучения состоит из частот, кратных частоте обращения. Однако имеются и существенные различия. А именно, скорость движения пятна по плоскости может превышать скорость света, в то время как для материальной частицы такое движение невозможно. Отметим, что по произвольной траектории может перемещаться и световое пятно, которое также может рассматриваться как источник излучения.

Были предложены также и другие модели сверхсветовых источников [18, 19]. В частности, в работе [19] рассмотрен случай, когда бегущий вдоль поверхности зайчик порождается не оптическим, а рентгеновским излучением. Если угол падения волны обозначен через θ , то волна создает на поверхности металла возбуждение, бегущее вдоль поверхности со скоростью $v = c / \sin \theta$. В отличие от оптического излучения, рентгеновская волна выбивает электроны из поверхности металла, и возникает ток фотоэлектронов, который служит источником вторичного излучения. Поскольку фототок синхронно связан с возбуждающей его волной рентгеновского излучения, то область возбуждения фотоэлектронной эмиссии перемещается вдоль поверхности с той же скоростью, что и падающая на поверхность волна. Поэтому ток эмиссии становится источником излучения Вавилова–Черенкова. Такая возможность была экспериментально исследована в Российском федеральном ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (РФЯЦ — ВНИИЭФ), где была осуществлена генерация излучения Вавилова–Черенкова от тока эмиссии, возбужденного рентгеновской волной, падающей на металлическую поверхность [20, 21]. Схема экспериментальной установки показана на рис. 7. В качестве рентгеновского источника использовалась плазма, образующаяся при фокусировке субнаносекундного излучения лазера. Волна рентгеновского излучения состояла из квантов с энергией несколько сот электронвольт. В экспериментах было показано, что при падении такой волны на плоскую металлическую поверхность возникает вторичное электромагнитное излучение, обладающее направленностью, характерной для излучения Вавилова–Черенкова от источника, который движется в вакууме со скоростью $v = c / \sin \theta$

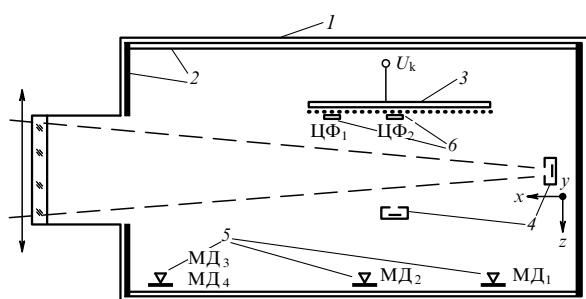


Рис. 7. Схема установки. 1 — вакуумная камера, 2 — поглощающее покрытие, 3 — диод (алюминиевая пластина и сетка), 4 — мишень в экране, 5 — датчики магнитного поля, 6 — цилиндры Фарадея.

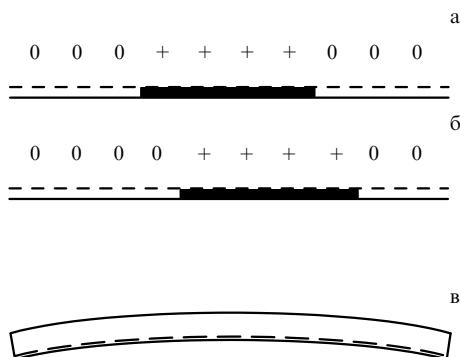


Рис. 8. Схема сверхсветового источника. Положительно заряженная пластина обозначена знаком (+), незаряженная пластина — (0). (а) распределение зарядов в момент времени t_0 , (б) распределение в момент $t_0 + \delta t$, (в) схема экспериментальной установки.

(т.е. со скоростью движения по поверхности металла возбуждения, порожденного падающей рентгеновской волной).

В работе [22] было проведено экспериментальное исследование источника сверхсветового излучения, состоящего из цепочки конденсаторов, заполненных диэлектриком. При подаче напряжения на отдельный конденсатор в диэлектрике, помещенном между пластинами, возникала поляризация. Подача напряжения на отдельные конденсаторы производилась таким образом, чтобы вдоль цепочки конденсаторов распространялась волна поляризации. Принцип работы такого источника иллюстрируют рис. 8а и 8б. При этом конденсаторы в цепочке могут быть расположены так, что волна поляризации распространяется не по прямой линии, а по некоторой кривой. Схема такого излучателя показана на рис. 8в. Из рисунка видно, что одна обкладка является общей для всех конденсаторов. Эта конструктивная особенность не имеет принципиального значения. Теоретически особенности излучения в такой системе были рассмотрены в работах [23, 24].

Отметим, кстати, что в радиофизике и, в частности, в радиоастрономии применяются приемные и передающие многоэлементные антенны, в которых источником излучения является волна, бегущая вдоль цепочки антенн.

Рассмотрим антенны, расположенные на оси x в точках $x = nL$, где $n = 1, 2, \dots, N$, N — полное число излучателей. Пусть в начальный момент времени $t = 0$ первая антenna излучает короткий импульс. Через промежуток времени T вторая антenna излучает такой же импульс. Через время $2T$ третья антenna излучает такой же импульс и т.д. Можно сказать, что фаза излучаемого сигнала бежит вдоль цепочки антенн со скоростью $v = L/T$. Поле, излучаемое такой системой, определяется формулами (16)–(21), где, на этот раз, $\mathbf{E}(\mathbf{k})$ — поле, излучаемое единичной антенной. Если величина $v = L/T$ превышает скорость света, возникает направленное излучение под углом θ к оси x , причем $\cos \theta = c/v = cT/L$.

Вместо излучающих антенн можно рассмотреть систему приемных антенн, расположенных таким же образом. Выбирая сдвиг по фазе между соседними антеннами, можно настроить систему на прием радиоволн, имеющих определенное направление.

8. Усиление электромагнитных волн при отражении от движущейся среды

До сих пор мы рассматривали эффекты излучения в покоящейся среде. В этом случае излучение движущегося источника является пороговым эффектом, причем пороговой скоростью является скорость света в среде или в свободном пространстве. Если скорость источника превышает пороговую скорость, возникает излучение. В этой связи интересно отметить, что движение среды также может приводить к излучению электромагнитных волн, причем и в этом случае имеется пороговая скорость. Ниже мы рассмотрим простой пример, иллюстрирующий эту возможность, — рассеяние электромагнитных волн на вращающемся цилиндре с отличной от нуля проводимостью. Эта задача впервые была рассмотрена Я.Б. Зельдовичем [25, 26].

Рассмотрим круговой цилиндр радиуса $r = a$, ось которого совпадает с осью z цилиндрической системы координат r, φ, z (рис. 9). Цилиндр равномерно вращается с угловой скоростью Ω . Из свободного пространства на цилиндр падает плоская электромагнитная волна. Будем считать, что электрическое поле этой волны направлено параллельно оси цилиндра, а зависимость поля от координат определяется следующим образом:

$$E_z = E_0 \exp [i(kr \cos \varphi - \omega t)], \quad (22)$$

где E_0 — амплитуда поля. Эта формула описывает плоскую волну, у которой волновой вектор перпендикулярен оси цилиндра, а его направление совпадает с направлением оси z (ось z направлена по лучу $\varphi = 0$). Воспользуемся равенством

$$\exp(ikr \cos \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} i^m J_m(kr) \exp(im\varphi), \quad (23)$$

где $J_m(x)$ — функция Бесселя m -го порядка. Эта формула представляет поле в виде суммы гармоник вида $\exp(im\varphi)$ со всеми возможными значениями m . Как известно, число m определяет момент количества движения электромагнитного поля, описываемого соответствующей гармоникой. Выберем некоторое значение числа m и

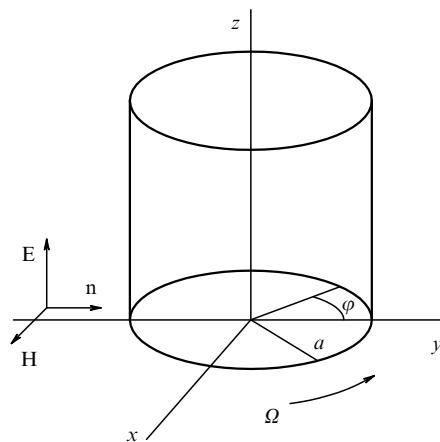


Рис. 9. Усиление электромагнитных волн при отражении от вращающегося цилиндра.

рассмотрим поле с характерной зависимостью $\exp(i\omega t)$ от азимутального угла φ . Электрическое поле внутри цилиндра запишем в виде

$$E_{z\omega}^m = E_0 \exp [i(m\varphi - \omega t)] f(r). \quad (24)$$

Здесь функция $f(r)$ является решением уравнения Бесселя с учетом граничных условий на поверхности цилиндра. Мы не будем уточнять вид этой функции.

Среду, из которой сделан цилиндр, будем описывать диэлектрической постоянной ϵ :

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{4\pi\sigma i}{\omega}, \quad (25)$$

где ϵ_0 — действительная часть диэлектрической постоянной, σ — проводимость среды.

Электрическое поле будет возбуждать токи внутри цилиндра и совершать работу над этими токами. Если цилиндр не вращается, то электрический ток, возбужденный полем E , равен

$$j = \sigma E_{z\omega}^m. \quad (26)$$

Если цилиндр вращается, то связь между полем и током определяется с учетом движения среды

$$j = \sigma \left[E_{z\omega}^m + \left(\frac{v_\varphi}{c} B_{r\omega}^m \right) \right], \quad (27)$$

где $v_\varphi = \Omega r$ — линейная скорость движения среды на расстоянии r от оси цилиндра, $B_{r\omega}^m$ — магнитное поле.

Воспользовавшись для поля E соотношениями (24) и (27), получим выражение для магнитного поля

$$B_{r\omega}^m = \frac{c}{i\omega r} \frac{\partial E_{z\omega}^m}{\partial \varphi} = \frac{\Omega m}{\omega} E_{z\omega}^m. \quad (28)$$

С учетом (28) перепишем формулу (27) в виде

$$j = \sigma \left(\frac{\omega - m\Omega}{\omega} \right) E_{z\omega}^m. \quad (29)$$

Работа W_ω поля над током j описывается выражением

$$W_\omega = \int_{V_\tau} (jE) dV = \sigma \left(\frac{m\Omega - \omega}{\omega} \right) \int_{V_\tau} |E_{z\omega}^m|^2 dV, \quad (30)$$

где V_τ — объем цилиндра. Интеграл в этом выражении есть величина положительная, и знак всего выражения (30) определяется знаком $(\omega - m\Omega)$. При $\omega < m\Omega$ работа поля над зарядом положительная, т.е. энергия поля поглощается внутри цилиндра. Если же $\omega > m\Omega$, то наоборот — энергия поля возрастает. Очевидно, что это происходит за счет кинетической энергии вращающегося цилиндра. Если величина W_ω положительна, то энергия гармоники m возрастает, а значит, возрастает и амплитуда соответствующей волны.

Условие усиления и ослабления гармоник имеет простую физическую интерпретацию. Выражение для волны, падающей на цилиндр, определяется (24), а фаза определяется показателем экспоненты

$$\phi = m\varphi - \omega t. \quad (31)$$

Точка постоянной фазы определяется уравнением

$$m\varphi - \omega t = \text{const}, \quad (32)$$

откуда

$$\varphi = \text{const} + \frac{\omega}{m} t. \quad (33)$$

Точка постоянной фазы вращается с угловой скоростью

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\omega}{m}. \quad (34)$$

На поверхности цилиндра (при $r = a$) соответствующая точка движется с линейной (фазовой) скоростью

$$v_\varphi = a \frac{\omega}{m}, \quad (35)$$

а скорость движения среды на поверхности цилиндра

$$v = a\Omega. \quad (36)$$

Сравнение с формулой (30) показывает, что работа поля над токами пропорциональна разности скорости среды на границе и фазовой скорости волны на поверхности цилиндра.

В случае плоской границы раздела также может происходить усиление падающей волны при отражении, однако условие усиления не всегда может быть выполнено. Например, при падении плоской волны из вакуума на границу движущейся среды скорость зайчика превышает скорость света, и среда не может двигаться быстрее зайчика. В случае цилиндра всегда можно выбрать такое значение мультипольного числа m , при котором условие усиления выполняется.

Усиление волн при рассеянии света на вращающемся цилиндре рассматривалось также в работах [27–30].

9. Протяженный сгусток электронов. Сверхсветовое расширение излучающей области

Следует сказать, что характеристики излучения зависят не только от закона движения пятна, но также и от изменения размеров и формы самого пятна. Некоторые представления об особенностях излучения в этом случае может дать рассмотрение переходного излучения от протяженного сгустка [12].

Будем считать, что равномерно заряженный сгусток сферической формы движется вдоль оси z со скоростью v . Радиус сгустка обозначим через r_0 . Начальным моментом времени будем считать момент, когда сгусток касается поверхности раздела. Разобъем сгусток на тонкие слои параллельные границе раздела. При движении сгустка эти слои последовательно пересекают границу раздела, и каждый из них генерирует переходное излучение. Интерференция излучения от слоев определяет переходное излучение всего сгустка. Каждый из слоев представляет собой круг с равномерной плотностью заряда. Радиус круга $a(t)$, пересекающего поверхность раздела, меняется со временем. В начальный момент радиус круга равен нулю. В момент времени t радиус определяется формулой

$$a(t) = \sqrt{r_0^2 - (r_0 - vt)^2}. \quad (37)$$

Изменение радиуса круга во времени определяет эволюцию излучающей области. При прохождении шарового сгустка через плоскость радиус круга изме-

няется от нуля до радиуса сгустка, а затем уменьшается до нуля. Рассмотрим скорость, с которой меняется радиус излучающей области. Из формулы (37) получаем

$$\frac{da}{dt} = v \frac{r_0 - vt}{\sqrt{2r_0vt - v^2t^2}}. \quad (38)$$

Из равенства (38) видно, что в первые моменты своего возникновения радиус излучающей области растет со скоростью, превышающей скорость света. При $t = 0$ скорость da/dt бесконечна. Затем по мере прохождения сгустка скорость расширения излучающей области падает, но область продолжает расширяться до того момента, пока центр сгустка не пересечет границу раздела. В этот момент скорость расширения равна нулю, затем радиус начинает уменьшаться и при $t = 2r_0/v$ обращается в нуль. Вблизи от этого момента времени излучающая область стягивается к центру таким образом, что ее радиус уменьшается со скоростью, превышающей скорость света.

Излучение шарового сгустка, пересекающего границу раздела, можно представить как излучение некоторой области, лежащей на границе, причем по мере прохождения сгустка эта область возникает, расширяется (в некоторые моменты времени она расширяется со сверхсветовой скоростью), а затем уменьшается и исчезает. Если скорость сгустка v близка к скорости света, то в интервале времени от $t = 0$ до $t \approx 0,3r_0/c$ скорость расширения области превышает скорость света, а в интервале времени от $t \approx 1,7r_0/c$ до $t = 2r_0/c$ скорость, с которой граница области движется к центру, также превышает скорость света.

Рассмотрим вклад в излучение шарового сгустка от излучения круга с радиусом $a(t)$. На рисунке 10 показана геометрия задачи. Плоскость xy совпадает с границей раздела. Круг радиуса $a(t)$ представляет собой тот слой шарового сгустка, который в момент t находится на границе. Каждый элемент круга является источником излучения. Рассмотрим поле излучения в точке D , расположенной на большом расстоянии R_0 от центра круга ($R_0 \gg a$). Радиус-вектор, проведенный из центра круга в точку D , образует угол θ с нормалью к поверхности раздела (осью z). Направление из центра круга до точки D будем характеризовать единичным вектором \mathbf{n} .

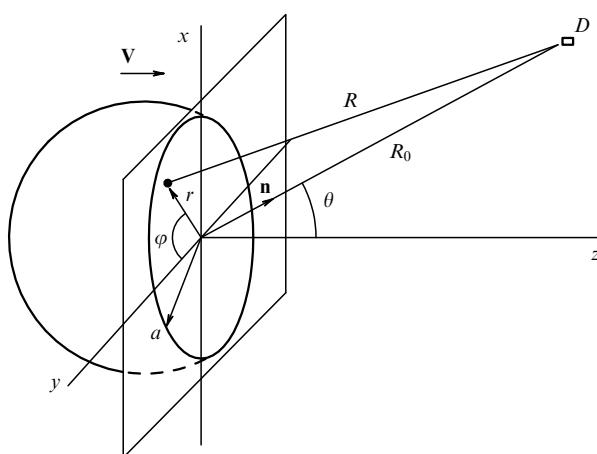


Рис. 10. Геометрия задачи о генерации переходного излучения сферическим сгустком.

Без ограничения общности можно считать, что точка D лежит в плоскости xz . Выберем в излучающей области малый элемент $dS = r dr d\phi$, расположенный на расстоянии r от центра и определяемый углом ϕ . Расстояние от излучающего элемента до точки D обозначим через R . Поле переходного излучения от элемента dS в точке D имеет вид

$$E(\omega) = \frac{\sigma}{\pi c R} \left(\frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right) \exp \left(i \frac{\omega}{c} R \right) dS, \quad (39)$$

где σ — поверхностная плотность заряда, $\beta = v/c$ — относительная скорость заряда. Полное поле определяется интегралом по площади круга радиуса a

$$E(\omega) = \frac{\sigma}{\pi c} \int_0^a r dr \int_0^{2\pi} \left(\frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right) \frac{1}{R} \exp \left(i \frac{\omega}{c} R \right) d\phi. \quad (40)$$

В нашем случае $R_0 \gg a$, и мы можем представить расстояние R следующим образом:

$$R = R_0 - \mathbf{n} \mathbf{r} = R_0 - r \sin \theta \sin \varphi.$$

Интегрируя (40) с учетом этого соотношения, получим

$$E(\omega) = \frac{\sigma}{\pi} \left(\frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right) \frac{a(t) J_1[(\omega/c) a(t) \sin \theta]}{\omega \sin \theta}. \quad (41)$$

Угловое распределение определяется двумя множителями. Первый (выражение в скобках) описывает переходное излучение единичного точечного заряда, а второй множитель учитывает интерференцию излучения от различных участков кругового слоя.

При прохождении шарового сгустка через поверхность раздела радиус излучающей области изменяется, и полное излучение определяется интегралом по времени прохождения всего сгустка через поверхность раздела (или, что то же самое, интегралом по всем слоям). Окончательное выражение для поля имеет вид

$$E(\omega) = \frac{\sigma}{\pi} \left(\frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right) \int_0^{2r_0/v} \sqrt{2r_0vt - v^2t^2} \times \\ \times \frac{J_1[(\omega/c) \sin \theta \sqrt{2r_0vt - v^2t^2}]}{\omega \sin \theta} \exp \left(i \frac{\omega}{c} t \right) dt. \quad (42)$$

Нетрудно показать, что интеграл в выражении (42) представляет собой фурье-компоненту от плотности распределения заряда в шаровом сгустке.

На рисунке 11 приведены графики интенсивности переходного излучения в единичный телесный угол $dI(\omega)/d\Omega \sim E^2(\omega)$ в зависимости от угла излучения θ . Значения приведенных величин нормированы на максимальную интенсивность. Зависимости, представленные на рис. 11, получены согласно (42) при различных отношениях длины волны излучения λ к диаметру шара $2r_0$. Отметим, что шар представляет собой простейшее тело, характеризуемое одним размером. Кривая I на рис. 11 относится к случаю, когда длина волны больше диаметра шара ($\lambda/2r_0 = 1,5$). Пунктиром показано значение поля для точечного заряда. Как видно, в этом случае характер распределения излучения сгустка мало отличается от излучения точечного заряда, хотя при

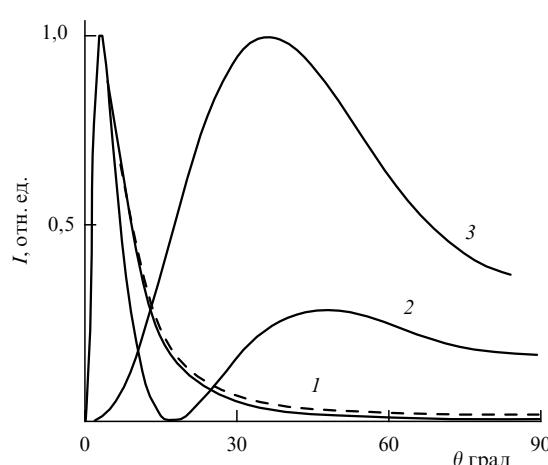


Рис. 11. Угловая зависимость интенсивности переходного излучения.
1 — $\lambda/2r_0 = 1.5$; 2 — $\lambda/2r_0 = 0.73$; 3 — $\lambda/2r_0 = 0.7$.

больших значениях угла различия в величине полей становятся заметными. Расчеты показали, что при увеличении отношения $\lambda/2r_0$ различия уменьшаются. Кривая 2 относится к случаю $\lambda/2r_0 = 0.73$. Видно, что кроме узкого максимума, направленного под углом $\theta \approx 1/\gamma$, в распределении излучения появляются дополнительные максимумы, и под большими углами излучение протяженного сгустка сильно отличается от излучения точечного заряда. С уменьшением отношения $\lambda/2r_0$ излучение под малыми углами подавляется, а излучение под большими углами становится существенным. Кривая 3 показывает распределение для случая $\lambda/2r_0 = 0.7$. Расчеты показали, что дальнейшее уменьшение отношения $\lambda/2r_0$ приводит к увеличению числа максимумов.

Уменьшение излучения вперед можно объяснить тем, что в протяженном сгустке имеются элементы объема, излучающие в противофазе. Это уменьшение становится особенно заметным, когда длина сгустка сравнима или больше длины волны.

Рост излучения под большими углами можно объяснить тем, что расширение излучающей области, происходящее со сверхсветовой скоростью, вызывает направленное когерентное излучение. Это излучение можно рассматривать как некий аналог излучения Вавилова – Черенкова. В работе [31], в которой рассматривались аналогичные явления, такое излучение было названо "квазичеренковским". В разделе 10 будет рассмотрен эксперимент, в котором излучающая область движется как целое вдоль границы раздела.

10. Протяженный сгусток электронов. Сверхсветовое движение излучающей области. Результаты экспериментов

Как известно [32, 33], энергия, излучаемая частицей, вылетающей из проводника перпендикулярно его поверхности, равна нулю по направлению скорости частицы и максимальна под углом $\theta = \theta_m$ к направлению скорости, где $\theta_m \approx \gamma^{-1}$, γ — относительная энергия частицы. При дальнейшем увеличении угла θ интенсивность излучения плавно спадает. Вдоль поверхности проводника (т.е. под углом $\theta \approx 90^\circ$) излучается мощность приблизительно в γ^2 раз меньше, чем в направлении $\theta_m \approx \gamma^{-1}$.

Если границу раздела пересекает протяженный сгусток заряженных частиц, то, как уже было отмечено в разделе 9, переходное излучение сгустка является результатом интерференции излучения большого числа частиц и может сильно отличаться от излучения одиночного заряда. Это отличие становится особенно заметным, когда излучение регистрируется на длине волны, соизмеримой с размером сгустка. В связи с этим отметим, что переходное излучение от сгустков, имеющих конечные размеры, исследовалось теоретически в ряде работ (см. монографию [33]). Как правило, авторов интересовали условия, при которых излучение сгустка, содержащего N частиц, было бы таким же, как излучение точечной частицы с зарядом величиной eN . Такие рассмотрения приводили к определенным требованиям на размеры сгустков. Однако для практики представляет интерес задача определения влияния размеров сгустка и распределения частиц в сгустке на угловое или спектральное распределение переходного излучения. При этом максимальная когерентность излучения может и не достигаться, т.е. интенсивность излучения сгустка не будет больше в N^2 раз интенсивности излучения отдельной частицы.

В работе [34] измерялось угловое распределение интенсивности излучения, возникающего при пересечении металлической фольги сгустком частиц, ускоренных в микротроне. Оказалось, что возникающее излучение имеет свойства как переходного излучения, так и излучения Вавилова – Черенкова.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 12. Источником электронов являлся микротрон, работающий на первом типе ускорения. Частицы имели энергию 7,4 МэВ и выводились из микротрона при помощи магнитного канала, внутренний диаметр которого был равен 8 мм. Затем пучок проходил пролетное пространство длиной 1,5 м и выводился в атмосферу через фольгу 1 толщиной 100 мкм, расположенную на фланце микротрона. Выведенный пучок при дальнейшем движении пересекал фольгу 2. Излучение, генерируемое сгустком при пересечении второй фольги, регистрировалось приемником D . Приемник располагался в плоскости орбиты микротрона (в плоскости xz на рис. 12) на различных расстояниях x_0 от оси пучка и перемещался параллельно этой оси.

Размеры второй фольги и ее положение относительно пучка можно было изменять. Для защиты приемника D

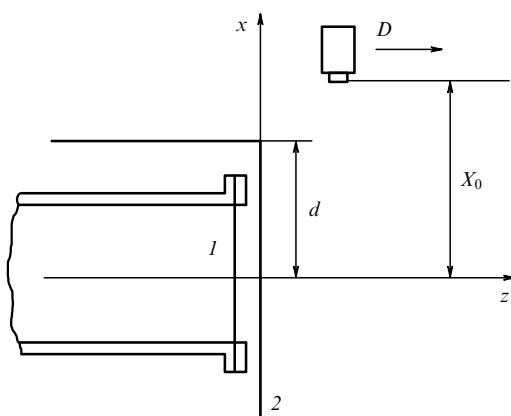


Рис. 12. Схема экспериментальной установки.

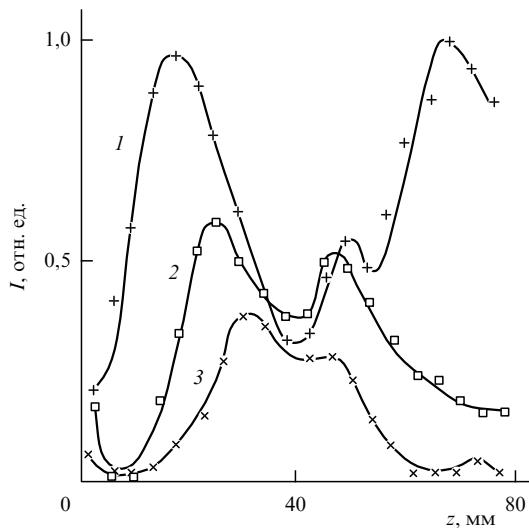


Рис. 13. Зависимость интенсивности излучения I_ω от продольной координаты z . $\gamma = 15$, $\lambda \approx 8$ мм. 1 — $x_0 = 95$ мм, 2 — $x_0 = 135$ мм, 3 — $x_0 = 165$ мм.

от излучения, генерируемого пучком на фольге 1, вторая фольга изгибалась под прямым углом и располагалась перед фланцем, как показано на рис. 12. Расстояние d от оси пучка до изгиба фольги составляло 85 мм.

В данном эксперименте приведенная энергия $\gamma \approx 15$, и угол, под которым интенсивность переходного излучения максимальна, был равен $\theta_m = \gamma^{-1} \approx 3.5^\circ$. Углы θ , под которыми регистрировалось излучение, были много больше θ_m и лежали в диапазоне $45^\circ - 90^\circ$. Согласно теории, интенсивность излучения пропорциональна $\sin^2 \theta / (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2$, где $\beta = v/c$ — отношение скорости заряда v к скорости света c . Поэтому при изменении угла наблюдения от 45° до 90° интенсивность излучения должна, плавно спадая, уменьшаться в два раза.

На рисунке 13 приведены экспериментально измеренные зависимости интенсивности излучения от продольной координаты датчика z . Кривые относятся к различным значениям поперечной координаты датчика x_0 . Измерения проводились на длине волны $\lambda \approx 8$ мм, соизмеримой с размерами сгустка. Из рисунка видно, что распределение сильно отличается от того, которое дает теория переходного излучения одиночного заряда. В эксперименте переходное излучение сгустка имеет резкие максимумы под большими углами. Например, на кривой 1 ярко выраженный максимум достигается при $z \approx 20$ мм и $x_0 = 95$ мм, что соответствует углу излучения $\theta \approx 70^\circ$.

Измерения показали, что имеется еще одно существенное отличие переходного излучения сгустка от излучения электрона, а именно, угловое распределение излучения под большими углами асимметрично относительно оси z . Если при заданном значении z выбрать две точки, у которых координаты x равны по величине и противоположны по знаку, то интенсивность излучения в этих двух точках различается. В экспериментах при одной и той же величине z интенсивность излучения в область с положительными значениями поперечной координаты датчика x_0 была больше (в 5–8 раз), чем в область с отрицательными x_0 .

Причина отличия измеренного углового распределения от предсказываемого теорией заключается в коге-

рентном характере излучения. В эксперименте датчик регистрирует излучение не отдельного электрона, а результат интерференции волн, излученных электронами сгустка. Эта интерференция приводит к тому, что угловое распределение переходного излучения для сгустка и для отдельного электрона так сильно различаются. При этом определяющим фактором, влияющим на угловое распределение, является взаимное расположение излучающих частиц.

Для объяснения экспериментальных результатов были проведены численные расчеты распределения зарядов в сгустке, ускоренном в микротроне, и углового распределения переходного излучения, генерируемого этим сгустком.

Традиционно при описании движения частиц в микротроне широко используются разработанные для этой цели численные методы расчета [35]. Экспериментальные исследования режимов ускорения в микротроне показали, что эти расчеты достаточно точно описывают процесс захвата электронов и формирования сгустков. Как известно [36], работа микротрона зависит от ряда параметров: размера и формы ускоряющего резонатора, положения эмиттера, амплитуды ускоряющего высокочастотного поля и ведущего магнитного поля. Поэтому при численном расчете необходимо учитывать геометрические размеры резонатора и режим работы конкретного микротрона. Результаты расчетов динамики частиц в этом микротроне приведены в работе [37].

На рисунке 14 показано пространственное распределение частиц перед пересечением фольги. Распределение получено в результате численных расчетов динамики электронов в режиме ускорения, который был использован в эксперименте. Из рисунка видно, что сгусток имеет довольно резкие границы. В поперечном направлении границы определяются диаметром выводного канала и длиной пролетного пространства, а в продольном — особенностями фазового движения частиц в микротроне. При данном режиме работы микротрона сгустки перед фольгой имели продольный размер ≈ 9 мм, горизонтальный и вертикальный ≈ 28 мм и ≈ 4 мм, соответственно.

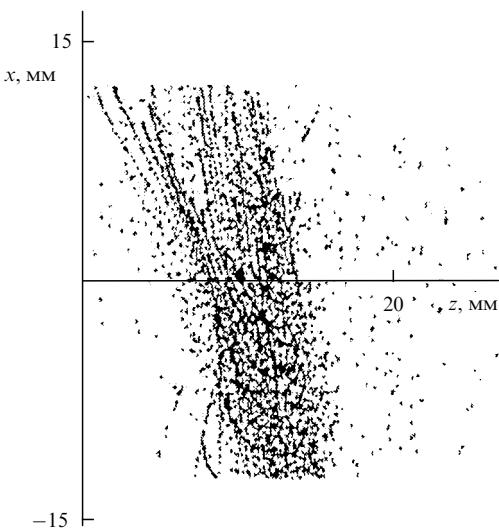


Рис. 14. Пространственное распределение частиц сгустка перед прохождением через фольгу.

На основании полученного из расчетов пространственного распределения частиц вычислялось переходное излучение сгустка. Если заряженная частица пересекает плоскую границу металла и вылетает в вакуум, то поле излучения на заданной частоте ω описывается выражением

$$E_\omega = \frac{q}{\pi c R} \left(\frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \right) \exp \left(i \frac{\omega}{c} R - i \omega t_s \right), \quad (43)$$

где q — величина заряда, R — расстояние от точки перехода до точки наблюдения, t_s — время выхода частицы из металла. Поле излучения сгустка равно сумме полей генерируемых отдельными частицами.

Были выполнены расчеты зависимости интенсивности переходного излучения $I_\omega \sim E_\omega^2$ от продольной координаты z при заданном значении x_0 . Вычисления проводились для различных длин волн. На рисунке 15 приведены результаты расчетов. Кривая 1 относится к случаю, когда длина волны $\lambda = 8$ мм. Именно на такой длине волны были проведены измерения интенсивности излучения I как функции продольной координаты z (см. рис. 13, кривая 1). Видно, что результаты расчетов качественно согласуются с экспериментом: при $x_0 = 95$ мм зависимость $I_\omega(z)$ имеет выраженный максимум и амплитуду во много раз большую, чем при $x_0 = -95$ мм. Однако количественно результаты расчета и эксперимента несколько различаются: из расчетов максимум излучения приходится на угол $\theta \approx 60^\circ$, в то время как в эксперименте этот угол составляет $\theta \approx 70^\circ$. Различие, по-видимому, можно объяснить тем обстоятельством, что при расчете движения электронов не учитываются некоторые факторы, влияющие на пространственное распределение электронов в сгустке. В то же время даже малые изменения в пространственном распределении частиц сгустка могут оказывать существенное влияние на характеристики излучения.

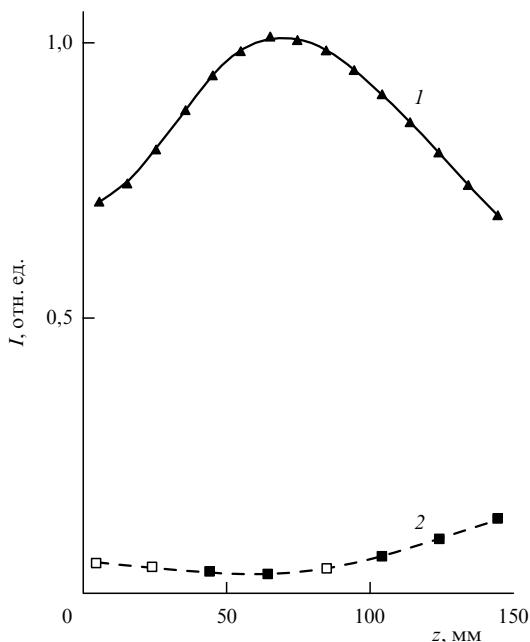


Рис. 15. Зависимость интенсивности излучения I_ω от продольной координаты z . $\lambda = 8$ мм, 1 — $x_0 = 95$ мм, 2 — $x_0 = -95$ мм.

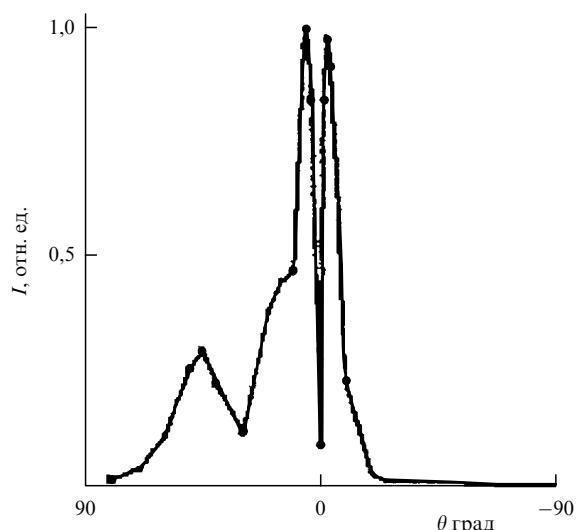


Рис. 16. Угловое распределение интенсивности излучения. $\lambda = 8$ мм, $R = 100$ мм.

На рисунке 16 приведена угловая зависимость интенсивности излучения $I_\omega(\theta)$ в плоскости xz . При этих расчетах расстояние от точки перехода сгустка до приемника излучения принималось равным 100 мм. Из рисунка видно, что переходное излучение сгустка под большими углами к направлению движения частиц резко асимметрично. Излучение, кроме максимумов под углами $\theta = \pm 1/\gamma$, имеет максимум излучения под углом $\theta \approx 60^\circ$.

Для объяснения полученных результатов важное значение имеет тот факт, что фронт сгустка наклонен по отношению к скорости, т.е. нормаль к фронту не совпадает со скоростью. Угол между ними составляет около 10° . Поэтому разные участки фронта пересекают фольгу в различные моменты времени. Причем линия пересечения перемещается по фольге со скоростью, превышающей скорость света. Таким образом, и размеры, и положение той области фольги, из которой выходит переходное излучение, со временем меняются. Нетрудно показать, что границы излучающей области движутся со сверхсветовой скоростью. Сверхсветовое движение границ (и всей излучающей области) приводит к тому, что результирующее излучение имеет свойства как переходного излучения, так и излучения Вавилова — Черенкова. При этом дело обстоит так, как если бы источник переходного излучения двигался по нормали к фольге, а источник излучения Вавилова — Черенкова двигался в плоскости фольги. Следует иметь в виду, что каждая отдельная частица сгустка, пересекая фольгу, дает только переходное излучение, но источник переходного излучения перемещается вдоль поверхности раздела со сверхсветовой скоростью. В результате интерференции волн, излученных отдельными частицами, появляется направленность, характерная для излучения Вавилова — Черенкова.

Следует отметить, что такие особенности когерентного излучения могут наблюдаться в экспериментах с релятивистскими пучками, полученными на большинстве линейных ускорителей. Максимумы излучения под большими углами будут наиболее ярко выражены в случаях, когда поперечный размер сгустка больше его

продольного размера, как например, на ускорителе лаборатории ядерной физики университета Тохоку, города Сендай, Япония [38].

Настоящая работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 04-02-16376) и Министерства образования и науки (грант РШ-2060.2003.2).

Список литературы

1. Эйнштейн А "Памяти Эрнста Маха" *Собрание научных трудов Т. 4* (М.: Наука, 1961) с. 27; Einstein A *Phys. Z.* **7** 101 (1916)
2. Heaviside O *Electrical Papers Vol. 2* (London: Macmillan and Co., 1892) p. 492
3. Тамм И Е, Франк И М "Когерентное излучение быстрого электрона в среде" *ДАН СССР* **14** 107 (1937)
4. Черенков П А "Видимое свечение чистых жидкостей под действием γ -радиации" *ДАН СССР* **2** 451 (1934)
5. Вавилов С И "О возможных причинах синего γ -свечение жидкостей" *ДАН СССР* **2** 457 (1934)
6. Sommerfeld A *Nachr. Akad. Wiss. Goettingen Math. Phys. Kl.* 99, 363 (1904)
7. Heaviside O "Waves from moving sources" *Electromagnetic Theory Vol. III* (London: The Electrician, 1912) Ch. IX
8. Франк И М "Эффект Доплера в преломляющей среде" *Изв. АН СССР, сер. физ.* **6** 3 (1942)
9. Гинзбург В Л "Об эффекте Вавилова – Черенкова и аномальном эффекте Доплера в среде, в которой фазовая скорость волн больше скорости света в вакууме" *ЖЭТФ* **62** (1) 176 (1972)
10. Болотовский Б М, Гинзбург В Л "Эффект Вавилова – Черенкова и эффект Доплера при движении источников со скоростью больше скорости света в вакууме" *УФН* **106** 577 (1972); см. также в сб. *Эйнштейновский сборник 1972* (Подред. В.Л. Гинзбурга, Г.И. Наана) (М.: Наука, 1974) с. 212
11. Мироненко Л Ф "Экспериментальное исследование излучения при сверхсветовом движении радиоизайчика вдоль нижней границы ионосферы", Дисс. ... физ.-мат. наук (Нижний Новгород: Институт прикладной физики, 1998)
12. Болотовский Б М, Серов А В "Переходное излучение от протяженной системы зарядов" *ЖТФ* **72** (1) 3 (2002)
13. Афанасьев С В, Болотовский Б М "Об излучении сверхсветовых источников в волноводе" *Кратк. сообщ. по физ. ФИАН* (10) 29 (1972)
14. Афанасьев С В "Излучение сверхсветового ондулятора" *Изв. вузов. Радиофиз.* **17** 1069 (1974); "Эффект Доплера в волноводе" *Изв. вузов. Радиофиз.* **18** 1520 (1975)
15. Budker G I et al. "The gyrocon — an efficient relativistic high — power vhf generator" *Part. Accelerat.* **10** 41 (1979)
16. Манева Г М "Об одной модели сверхсветового источника" *Вест. МГУ. Сер. Физ. Астрономия* (2) 230 (1975)
17. Манева Г М "Эффект Вавилова – Черенкова при движении источника со скоростью, превышающей скорость света в вакууме" *Вест. МГУ. Сер. Физ. Астрономия* (3) 9 (1977)
18. Болотовский Б М "Об излучении заряженной нити, наклонно падающей на идеально проводящую плоскость" *Кратк. сообщ. по физ. ФИАН* (7) 34 (1972)
19. Carron N J, Longmire C L "Electromagnetic pulse produced by obliquely incident X-rays" *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **NS-23** 1897 (1976)
20. Бессарааб А В и др. "Исследование макроскопического источника черенковского электромагнитного излучения, возникающего при наклонном падении на поверхность рентгеновского импульса" *Труды РФЯЦ – ВНИИЭФ* (1) 518 (2001)
21. Bessarab A V, Gorbunov A A, Martynenko S P, Prudko N A "Faster-than-light EMP source initiated by short X-ray pulse of laser plasma" *IEEE Trans. on Plasma Sci.* **PS-32** 1400 (2004)
22. Ardavan A et al. "Experimental demonstration of a new radiation mechanism: emission by an oscillating, accelerated, superluminal polarization current", Preprint (2004) (to be published)
23. Ardavan H, Ardavan A, Singleton J "Frequency spectrum of focused broadband pulses of electromagnetic radiation generated by polarization currents with superluminally rotating distribution patterns" *J. Opt. Soc. Am. A* **20** 2137 (2003)
24. Ardavan H, Ardavan A, Singleton J "The spectral and polarization characteristics of the nonspherically decaying radiation generated by polarization currents with superluminally rotating distribution patterns" *J. Opt. Soc. Am. A* **21** 858 (2004)
25. Зельдович Я Б "Генерация волн вращающимся телом" *Письма в ЖЭТФ* **14** 270 (1971)
26. Зельдович Я Б "Усиление цилиндрических электромагнитных волн при отражении от вращающегося тела" *ЖЭТФ* **62** 2076 (1972)
27. Зельдович Я Б, Старобинский А А "Сверхотражение и квантовое рождение частиц", в сб. *Вопросы математической физики: к 75-летию члена-корреспондента АН СССР Г.А. Гринберга* (Отв. ред. В.М. Тучекевич) (Л.: Наука, 1976)
28. Болотовский Б Н, Столяров С Н "Усиление электромагнитных волн в присутствии движущихся сред", в сб. *Эйнштейновский сборник 1977* (Отв. ред. В.Л. Гинзбург, Б.Г. Кузнецов) (М.: Наука, 1980)
29. Болотовский Б М, Столяров С Н "Об усилении электромагнитных волн при отражении от вращающегося тела" *ЖЭТФ* **71** 1003 (1976)
30. Болотовский Б М, Столяров С Н "Оптический аналог эффекта Магнуса" *Письма в ЖЭТФ* **25** 148 (1977)
31. Нагорный В А, Потылицын А П "Угловые характеристики когерентного переходного излучения от сгустков ультратрелативистских электронов различной формы" *Изв. Томского политехн. ун-та* **307** (1) 15 (2004)
32. Гинзбург В.Л., Франк И.М. "Теория переходного излучения" *ЖЭТФ* **16** 15 (1946)
33. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. *Переходное излучение и переходное рассеяние* (М.: Наука, 1984)
34. Серов А В, Левонян С В, Болотовский Б М "Особенности когерентного переходного излучения электронного сгустка, ускоренного в микротроне" *ЖЭТФ* **120** 1346 (2001)
35. Капица С П и др. "Расчет движения электронов в микротроне" *ЖЭТФ* **41** 376 (1961)
36. Капица С П, Мелехин В Н *Микротрон* (М.: Наука, 1969)
37. Беловинцев К А, Левонян С В, Серов А В "Численный расчет динамики частиц в микротроне с учетом влияния третьей гармоники ускоряющего поля" *ЖТФ* **51** 752 (1981)
38. Takahashi T et al. "Cerenkov radiation from a finite trajectory of electrons" *Phys. Rev. E* **50** 4041 (1994)

Radiation of superluminal sources in vacuum

B.M. Bolotovskii, A.V. Serov

P.L. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-095) 132-62 35. Fax (7-095) 135-85 33. E-mail: bolot@lpi.ru; serov@x4u.lebedev.ru

Theoretical background and experimental research in coherent electromagnetic radiation by sources moving faster than light in vacuum is reviewed. A light spot moving along the interface between two media and a charged filament incident on an interface are considered as examples.

PACS numbers: **41.20.-q**, **41.60.Bq**, **41.75.-i**

Bibliography — 38 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **175** (9) 943–955 (2005)

Received 8 February 2005, revised 23 March 2005
Physics – Uspekhi **48** (9) (2005)