

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
(РАЗВИТИЕ ИДЕИ)

В.А. Буц

ННЦ «Харьковский физико-технический институт»

61108, Харьков, ул. Академическая, 1, Украина;

E-mail: vbuts@kipt.kharkov.ua

Изложены некоторые физические результаты исследований возбуждения излучения заряженными частицами в средах с периодической неоднородностью и в периодических потенциалах. Показано, что основные результаты, полученные в основополагающей работе Я.Б. Файнберга и Н.А. Хижняка, в дальнейшем были переоткрыты другими авторами. Развитие идей ПЧИ показало, что в средах, которые имеют даже слабую степень периодической неоднородности диэлектрической проницаемости или потенциала, нерелятивистские осцилляторы могут излучать как релятивистские. Они эффективно излучают высокие номера гармоник. В частности, в проведенных экспериментах было возбуждено ультрафиолетовое излучение при воздействии на кристалл интенсивного десятисантиметрового излучения. Эти результаты дают основание надеяться на создание нерелятивистских лазеров на свободных электронах.

1. ВВЕДЕНИЕ

Элементарный механизм излучения электромагнитных волн заряженной частицей, которая движется с постоянной скоростью в слоисто-неоднородном диэлектрике, был впервые обнаружен и изучен в работе Файнберга Я.Б. и Хижняка Н.А. [1]. В ней строго получены общие условия излучения и выражения для мощности излучения, которые справедливы как для слабой, так и для сильной неоднородности. Обнаруженное излучение было названо авторами параметрическим черенковским излучением (ПЧИ). Результаты этой работы справедливы для всех длин волн, но особое внимание авторы уделили анализу излучения в оптическом и радиочастотном диапазонах. Изучая разные стороны этого излучения, различные авторы дали этому излучению многочисленные названия. Оно известно как резонансное переходное излучение, рентгеновское переходное излучение, параметрическое рентгеновское излучение и другие. Были вскрыты разнообразные важные особенности этого излучения. В настоящее время результатам изучения ПЧИ посвящена огромная литература. Ему посвящены обзоры и монографии (см., например, [2-7] и цитируемую там литературу).

Ниже мы изложим некоторые наиболее важные результаты, которые можно рассматривать как развитие идеи ПЧИ. При этом мы будем основное внимание обращать на результаты, полученные в ННЦ «ХФТИ».

Важным в развитии понимания ПЧИ и родственных ему процессов является введение понятия виртуальных волн (В.Л. Гинзбург, В.Н. Цытович [2]). При наличии периодического потенциала таким же полезным является введение понятия виртуальных частиц (смотри раздел 5). В частности, во многих случаях медленные виртуальные волны и быстрые виртуальные частицы позволяют свести процесс излучения заряженных частиц в неоднородных средах и в периодических потенциалах к черенковскому механизму излучения.

Основной практический результат развития идеи ПЧИ, по нашему мнению, заключается в том, что на их основе были созданы счетчики быстрых частиц и могут быть созданы нерелятивистские лазеры на свободных электронах. При этом в качестве ондуляторов можно использовать естественные периодические структуры, такие, например, как решетка идеального кристалла. Такая решетка имеет периодический потенциал, а также периодическую компоненту диэлектрической проницаемости. Периоды этих неоднородностей совпадают. Излучение, при этом, может иметь длину волны, которая близка к периоду кристаллической решетки. Особый интерес представляет излучение осцилляторов в таких периодических структурах. Важно также, что плотность осцилляторов ограничена плотностью электронов твердого тела. Поэтому можно рассчитывать осуществить индуцированное излучение в рентгеновском диапазоне.

2. ОСНОВНОЙ РЕЗУЛЬТАТ РАБОТЫ [1]

Покажем, что полученное в работе [1] условие излучения содержит условия излучения, полученные впоследствии Тер-Микаэляном, Гарибяном и Ян Ши [8,9].

Действительно, это условие имеет вид:

$$D = \cos\left(\frac{\omega L}{V}\right) - \cos(p_1 a) \cdot \cos(p_2 b) + \frac{1}{2} \left(\frac{p_1 \varepsilon_2 + p_2 \varepsilon_1}{p_2 \varepsilon_1 p_1 \varepsilon_2} \right) \sin(p_1 a) \sin(p_2 b) = 0 \quad (1)$$

где

$$p_{1,2}^2 = \varepsilon_{1,2} \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - k_1^2, \quad k_1 = \left\{ \frac{\alpha_n}{R}, k_{\perp} \right\}, \quad L = a + b.$$

Положив в нём, $a = b$, $\varepsilon_1 = \varepsilon - \frac{\Delta \varepsilon}{2}$, $\varepsilon_2 = \varepsilon + \frac{\Delta \varepsilon}{2}$,

$\Delta \varepsilon \ll 1$, $(1 - \beta) \ll 1$ его легко преобразить к виду

$$D = \sin\left[\left(\frac{\omega}{V} + p\right)a\right] \cdot \sin\left[\left(\frac{\omega}{V} - p\right)a\right] - 0\left((\Delta \varepsilon)^2\right), \quad (2)$$

где $p = (p_1 + p_2) / 2$.

Одним из решений уравнения (2) является соотношение

$$\frac{\omega}{V} = p + n\kappa, \quad (3)$$

где $\kappa = 2\pi / L = \pi / a$, которое представляет собой условие излучения, полученное Тер-Микаэляном

[8]. Если $\left(\frac{\omega}{V} - p\right) \ll 1/a$ и выполнено условие Брэгга

$\left[\left(\frac{\omega}{V} + p\right)a - \pi n\right] \ll 1$, то выражение (2) преобразу-

ется к виду

$$D = \frac{1}{2} \left(\frac{V}{\omega}\right)^2 \left\{ \left(k_0^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon\right) \left(k_1^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon\right) a^2 \right\} + \frac{35}{8} \left(\frac{\Delta \varepsilon}{2\varepsilon}\right)^2, \quad (4)$$

где $k_1 = k_0 + \kappa$.

В работе [1] величина D стоит в знаменателе выражения, определяющего величину спектральных потерь энергии на излучение заряженной частицей, движущейся с постоянной скоростью в слоистом диэлектрике. Выражение (4) для D практически совпадает со знаменателем формулы, описывающей спектральную мощность излучения заряженной частицы в кристалле в условиях динамической дифракции (см., например, [9]). Отличие заключается только в численном коэффициенте, стоящем перед $(\Delta \varepsilon)^2$.

Это различие легко объясняется различным характером неоднородностей, рассматриваемых в этих работах: резкая в работе [1] и плавная в работах [8,9].

Отметим, что общее условие излучения $D=0$ (2) кроме решения (3) имеет еще одно решение:

$$\frac{\omega}{v} = -p + n\chi. \quad (5)$$

Если соотношение (3) является условием возникновения коротковолнового излучения $(\lambda - d/2\gamma^2)$, то формула (5) определяет условие появления длинноволнового излучения $(\lambda - 2d)$, которое распространяется навстречу движения релятивистской частицы.

Таким образом, при движении релятивистской заряженной частицы через периодически неоднородный диэлектрик, в частности через кристалл, возникает как длинноволновое $(\lambda - d)$, так и коротковолновое $(\lambda - d/2\gamma^2)$ излучение. Наибольшая спектральная плотность излучения соответствует условию динамической дифракции, когда оба множителя первого слагаемого в выражении (2) или в выражении (4) малы. Все эти результаты содержатся в общем условии излучения, полученном в работе [1]. Следует отметить, что эти важные частные результаты получаются с помощью простых тригонометрических преобразований общих выражений.

3. ОБОБЩЕНИЕ НА СЛУЧАЙ СРЕД С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Условие излучения (3) имеет вид условия черенковского взаимодействия заряженной частицы с волной, волновой вектор которой равен $k + \kappa = \omega / v_f$. Фазовая скорость такой волны равна скорости частицы. Такая волна представляет собой виртуальную волну. Амплитуда ее пропорциональна степени неоднородности. Это же соотношение можно интерпретировать как закон сохранения импульса в процессе излучения. При этом, как следует из (3), частица отдает часть своего импульса среде $(\mathbf{h} \cdot \boldsymbol{\kappa})$. При наличии пространственной периодической неоднородности появляется принципиально другая возможность для излучения заряженных частиц. Эта возможность также связана с появлением виртуальных волн. Однако, в отличие от слоистых сред, амплитуды этих волн не зависят от степени неоднородности. От величины неоднородности зависит только степень замедления виртуальных волн. Покажем, как могут быть введены эти медленные виртуальные волны. Диэлектрическую проницаемость среды с пространственно-периодической неоднородностью будем представлять в виде $\varepsilon = 1 + q \cos(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r})$, где $q \ll 1$ – степень неоднородности, $\boldsymbol{\kappa}$ – вектор обратной решетки. Если в слоистой среде единственно возможным процессом динамической дифракции является дифракция Брэгга, то в средах, имеющих пространственно-периодическую неоднородность (кристалл), появляется дополнительная возможность резонансного взаимодействия волн – дифракция Лауэ. Наличие дифракции Лауэ, как показано в работе [10], приводит к тому, что фазовые скорости волн, распространяющихся в таких средах, могут быть меньше скорости света. При этом появляется возможность черенковского взаимодействия заряженных частиц с электромагнитными волнами. Для пояснения такой возможности представим себе, что периодически-неоднородная среда занимает нижнее полупространство $z > 0$. Пусть теперь из верхнего полупространства (вакуума) на нижнее полупространство падает плоская электромагнитная волна. Пусть она имеет только одну компоненту электрического поля, которую можно представить в виде $E = A \exp(i \cdot \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$. Попадая в нижнее полупространство, падающая волна при выполнении следующих условий (условий резонанса) $k_{z1} = k - \kappa$ начинает взаимодействовать с волной, которая представляет собой минус первый порядок дифракции. Поле этой волны представим в виде $E_{-1} = A_{-1} \exp(i \cdot \mathbf{k}_{-1} \cdot \mathbf{r})$. В простейшем случае уравнения, которые описывают изменения амплитуд этих взаимодействующих волн, можно представить в следующем виде:

$$\frac{dA}{dz} = -\frac{q \cdot k^2 \cdot A_{-1}}{4 \cdot i \cdot k_z}, \quad \frac{dA_{-1}}{dz} = -\frac{q \cdot A \cdot k^2}{4 \cdot i \cdot k_{z,-1}}, \quad (6)$$

где $k = \omega / c$.

Легко видеть, что решениями этих уравнений будут:

$$A_1 = \sin(z/L_{ext}), \quad A = \cos(z/L_{ext}), \quad (7)$$

где $L_{ext} = 4\sqrt{k_z \cdot k_{z,-1}}/q \cdot k^2$.

При получении (7) мы учли, что на границе $z = 0$ амплитуда падающей волны равна единице, а амплитуда волны минус первого порядка дифракции равна нулю.

На расстоянии $z = L_{ext}$ энергия падающей волны полностью перекачивается в энергию волны минус первого порядка дифракции. Это расстояние называется длиной экстинкции. Таким образом, в результате динамического (резонансного) взаимодействия волн появилась новая пространственная характеристика – длина экстинкции. Это приводит к тому, что выражение для волн, распространяющихся в кристалле, содержит слагаемые, которые можно интерпретировать как медленные виртуальные волны:

$$E = \frac{1}{2} \left(\exp(i \cdot k \cdot r + i \cdot z/L_{ext}) + \exp(i \cdot k \cdot r - i \cdot z/L_{ext}) \right),$$

С этими волнами могут эффективно взаимодействовать заряженные частицы.

Следует отметить одну важную особенность динамической дифракции, которая возникает при «скользящем» распространении волны минус первого порядка дифракции, т.е. при $k_{z,-1} = 0$. В этом случае второе укороченное уравнение системы (6) становится уравнением второго порядка. Длина экстинкции при этом существенно уменьшается $L_{ext} \sim (q)^{-2/3}$. Существенно уменьшаются и фазовые скорости медленных виртуальных волн.

4. ИЗЛУЧЕНИЕ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Можно ожидать, что когда скорость осцилляторов будет близка к фазовой скорости медленной виртуальной волны, то такие осцилляторы будут излучать как релятивистские осцилляторы. В частности максимум их спектральной мощности излучения будет приходиться на высокие номера гармоник. В работах [11-13] было показано, что это действительно так. В этих работах найдено выражение для мощности излучения заряженной частицы, которая движется в среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon_0 + q \cdot \cos(k \cdot r)$ по траектории $r = V_0 t + r_0 \sin \Omega t$. Ниже нас будет интересовать излучение только нерелятивистских частиц $\beta \ll 1$. Особенности излучения таких частиц, как нам кажется, представляют наибольший интерес для возможного использования рассматриваемого механизма в качестве источника интенсивного коротковолнового излучения. Следует сказать, что нерелятивистские частицы излучают «длинноволновое» излучение. Длина волны λ такого излучения больше периода неоднородности среды d , в которой происходит излучение ($\lambda \sim d/\beta$). Рассмотрим покоящийся осциллятор ($V_0 = 0$). Предположим, что вектора \vec{k} и \vec{r}_0 параллельны оси Z ($\vec{k} \parallel \vec{r}_0 \parallel Z$). Для этого случая в работе [11-12] было получено следующее выражение для мощности излучения такого осциллятора:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \left(\frac{e^2 \Omega^2 \cdot \beta_{\perp}^2}{3c} \right) \frac{3q^2}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^4}{m^2} J_n^2(m) \int_0^{\pi} (\sin \theta)^3 d\theta, \quad (8)$$

$$\text{где } \beta_{\perp} = \frac{r_0 \Omega}{c}, \quad m = k \cdot r_0.$$

Представляет интерес сравнить это выражение с выражением для мощности излучения осциллятора в однородной среде (в вакууме) (см., например [15]):

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{e^2 \Omega^2}{c} \sum_{n=1}^{\infty} n^2 \int_0^{\pi} J_n^2(n\beta_{\perp} \cos \theta) \sin \theta \tan^2 \theta d\theta. \quad (9)$$

Сравнивая эти формулы легко увидеть, что максимум излучения нерелятивистских осцилляторов в среде с периодической неоднородностью лежит в области высоких номеров гармоник ($m = n \gg 1$), в то время как в однородной среде возможно практически только дипольное излучение ($n = 1$).

5. ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЕРИОДИЧЕСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

При движении заряженных частиц в периодическом потенциале частицы излучают. Это излучение достаточно хорошо изучено. Однако основное внимание сосредоточено на излучение релятивистских частиц. Это связано с тем, что релятивистские частицы излучают излучение с длиной волны $\lambda \sim d/\gamma^2$. На этом излучении основана работа лазеров на свободных электронах. Если частица нерелятивистская, то длина излучаемой ею волны определяется выражением $\lambda \sim d/\beta$. Отсюда видно, что нерелятивистская частица излучает «длинноволновое» излучение, т.е. излучение, длина волны которого превосходит период потенциала. Однако, если потенциал создан, например, кристаллической решеткой, то период этого потенциала очень мал ($d \sim 10^{-8}$ см.). В этом случае мы имеем излучение нерелятивистской частицы в рентгеновском диапазоне. Назвать такое излучение длинноволновым можно только условно. Ниже мы рассмотрим квантовую и классическую теории излучения нерелятивистской заряженной частицы в периодическом потенциале.

Квантовое рассмотрение. При квантовом рассмотрении движение заряженных частиц описывается волновой функцией. Если частица нерелятивистская, то волновая функция является решением уравнения Шредингера. Пусть потенциал, в котором движется частица, имеет слабую периодическую компоненту: $U = U_0 + g \cdot \cos(k \cdot z)$. Тогда решение уравнения Шредингера можно представить в виде:

$$\Psi_i = \sum_m \Psi_{i,m} \exp \left[i \left(k_i + m \cdot k \right) \cdot r \right], \quad (10)$$

$$\text{где } \Psi_{i,m} \sim g^m \cdot \Psi_{i,0}.$$

Как видно из этого выражения, волновая функция содержит слагаемые, которые можно представить как виртуальные частицы. Причем, если мы будем считать, что величина $\hbar \cdot (k_i + m k)$ определяет импульс этих виртуальных частиц, то видно, что эти виртуальные частицы могут двигаться со скоростью, большей скорости света. Такие компоненты волновой функции могут эффективно взаимодействовать

с полем электромагнитных волн по черенковскому механизму взаимодействия. Следует сказать, что виртуальные частицы представляют собой аналог виртуальных волн при распространении электромагнитных волн в средах с периодической неоднородностью. Только в последнем случае нас интересовали медленные виртуальные волны. Для случая частиц нас будут интересовать быстрые виртуальные частицы. Отметим, что сами по себе ни виртуальные волны, ни виртуальные частицы существовать не могут.

Это качественная картина возможности излучения заряженных частиц при наличии периодического потенциала. Для получения количественных выражений ниже мы воспользуемся теорией возмущения. В рамках этой теории легко получить следующее выражение для мощности излучения заряженной частицы.

$$P = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta \int d(\hbar\omega) \cdot W_{f,i\rho}(\hbar\omega) \sin\theta .$$

Здесь

$$W_{f,i} = \frac{2\pi}{\hbar} |U_{f,i}|^2 \delta(\hbar\omega - \Delta E), \quad \rho = \frac{L^3 \omega^2 n^3}{(2\pi c)^3 \hbar},$$

$$H_{f,i} = \frac{dh}{m} \sqrt{\frac{2\pi \hbar}{L^3 w_\lambda}} \cdot \int \sum |\Psi_{N+1}|^2 \cdot \sqrt{N+1} \cdot$$

$$\left[(\vec{e}_i \cdot \vec{k})(\Psi_f^* \cdot \Psi_i) + \vec{e}_i \cdot (\Psi_f^* \vec{p} \Psi_i) \right] \cdot \exp(-i\Delta \vec{k} \cdot \vec{r}) d\vec{r} , (11)$$

$n^2 = \varepsilon$ – диэлектрическая проницаемость среды, n – ее показатель преломления.

$$\Delta k = k_i - k_f - k_\lambda .$$

Подставляя волновую функцию (11) в формулу (10), можно получить следующее выражение для мощности излучения заряженной частицы, которая движется в периодическом потенциале:

$$P = g^2 \cdot \frac{q^2 V}{c^2} (N+1) \int \omega \cdot d\omega \left(1 - \frac{c^2}{v^2 \varepsilon}\right), \quad (12)$$

где $v = 2 \cdot \omega / (k \cdot e_i)$ при $v_i \gg v_f$; $v = \omega / (k \cdot e_i)$ при $v_i \sim v_f$; e_i – единичный вектор, направленный вдоль v_i .

Если в периодическом потенциале движется осциллятор, то мы получаем формулу, которая совпадает с формулой (14) следующего раздела.

Классическое рассмотрение. Формула (12) не содержит постоянной Планка. Это означает, что она может быть получена в рамках классической электродинамики. Ниже мы опишем результаты этого рассмотрения. При этом учтем, что движение в периодическом потенциале совершает осциллятор.

Итак, пусть заряженная частица движется во внешнем периодическом во времени электрическом поле $E(t) = E \cdot \cos(\Omega \cdot t)$ и в поле периодического потенциала $U = U_0 + g \cdot \cos(k \cdot z)$. Для простоты мы будем считать, что движение происходит только вдоль оси Z . Будем считать, что напряженности этих полей достаточно малы, так что движение ча-

стицы в этих полях можно считать нерелятивистским. Кроме того, будем считать $E \gg g \cdot k$. В этом случае функцию, которая описывает смещение частицы вдоль оси Z , можно представить в виде следующего ряда:

$$z(t) = -\frac{A \cdot c}{\Omega} \cos(\Omega t) - \sum_{j=0}^{\infty} \frac{B}{(2j+1)^2 \cdot \Omega} \cdot J_{2j+1}\left(\frac{\kappa c}{\Omega} A\right) \cdot \sin[(2j+1) \cdot \Omega \cdot t] \cdot (-1)^{2j+1}, \quad (13)$$

где J_{2j+1} – функция Бесселя $(2j+1)$ – порядка, $A \equiv (eE)/(mc\Omega) = \beta$, $B \equiv (egk)/mc\Omega$.

Используя формулу (13), легко найти излучение заряженной частицы. Нас интересует излучение высоких номеров гармоник. Для высоких номеров $j \gg 1$ амплитуды компонент Фурье ряда (13) быстро убывают с ростом номера. Исключение составляет член, у которого аргумент функции Бесселя равен номеру функции Бесселя $\kappa c A = (2j+1)\Omega$. Учитывая только это слагаемое, для мощности излучения мы получим формулу (9), в которой следует положить $r_0 = B \cdot c \cdot \Omega \cdot J_m(m) / \omega^2$, $m = (2j+1)\omega = m \cdot \Omega$. Ограничиваясь в формуле (9) дипольным излучением, для мощности излучения получим следующее выражение:

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{e^2 \Omega^2}{3 \cdot c} B^2 \cdot J_m^2(m) = \frac{e^2 \Omega^2}{3 \cdot c} \left(\frac{eg}{mc^2}\right)^2 \frac{1}{A^2} \cdot m^2 J_m^2(m) \quad (14)$$

Таким образом, мы видим, что условие максимума излучения $\kappa c \beta = m \Omega = \omega$ в этом случае полностью совпадает с условием излучения осциллятора в периодически неоднородном диэлектрике, т.е. и в том и в другом случае максимум излучения соответствует одной и той же частоте. В тех случаях, когда $(eg/mc^2) > (qA^2)$ роль периодического потенциала на излучение будет значительнее.

6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

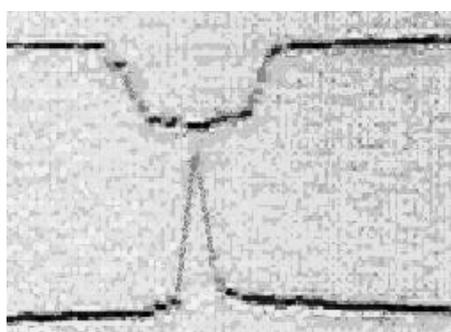
Экспериментальному исследованию ПЧИ релятивистских частиц посвящена большая литература. Обзор этих исследований можно найти, например, в работе [14], а также в статье А.В. Шагина в этом журнале. Исследования излучения нерелятивистских частиц, насколько нам известно, проводились только в ННЦ «ХФТИ». Эти исследования были выполнены А.Н. Антоновым, О.В. Ковпиком, Е.А. Корниловым и В.Г. Свиченским. Наибольший практический интерес представляют исследования излучения гармоник. Этому и были, в основном, посвящены проведенные эксперименты.

Прежде всего, механизм возбуждения гармоник был изучен в СВЧ-диапазоне. В этой серии экспериментов осцилляторами служили электроны плазмы, которые колебались в поле внешней электромагнитной волны. Средой служила искусственно сделанная решетка. В эксперименте изучалось возбуждение

третьей гармоники падающей волны. Частота этой волны была 2,7 ГГц. В целом, результаты проведенных экспериментальных исследований находятся в хорошем качественном согласии с теорией. Возбуждение колебаний на третьей гармонике (8,1 ГГц) наблюдалось только при одновременном присутствии плазмы и погруженной в нее решетке. Если решетка удалялась, то излучение на гармониках отсутствовало. Если удалялась плазма - излучение также отсутствовало. Более того, плазму можно было удалять от решетки на различное расстояние. При этом существует некоторое критическое расстояние (~2 мм), начиная с которого сигнал на гармониках пропадает. Поляризация излучения по характеру соответствует излучению диполя. Это находится в согласии с теорией. Диаграмма направленности излучения также находится в согласии с теорией.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ГАРМОНИК ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА КРИСТАЛЛ

Если в качестве периодической структуры использовать кристалл, то в тех же условиях экспериментов можно рассчитывать возбудить оптическое, УФ и рентгеновское излучения. Для проверки такой возможности была использована экспериментальная установка, в которой резонатор являлся нагрузкой высокочастотного тракта. В резонатор помещались пластины полупроводниковых кристаллов. Излучение из резонатора фиксировалось электронным умножителем и фотоумножителем со сцинтилляционным преобразователем спектра излучения (для регистрации УФ). Основным результатом проведенных экспериментов заключается в том, что во всех случаях наблюдалось излучение, происхождение которого можно объяснить изучаемым нами механизмом. В качестве примера на рисунке представлены характерные результаты экспериментов. На нем представлены осциллограммы высокочастотного импульса в резонаторе на частоте 2,7 ГГц и регистрируемого излучения с кристалла ($\lambda \sim 10^{-5}$ см) при напряженности поля 20 кВ/см.



Амплитуда микроволнового сигнала (верхняя кривая линия) и сигнал излучения с кристалла (нижняя кривая)

Таким образом, наблюдалось возбуждение излучения на миллионной гармонике.

7. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основной интерес представляют результаты экспериментальных исследований. Поэтому ниже мы, в

основном, обсудим эти результаты. Результаты серии проведенных экспериментов в целом находятся в хорошем согласии с нашими представлениями о механизме излучения нерелятивистскими осцилляторами. Во многих случаях имеется достаточно хорошее количественное согласие теории с экспериментом. Следует отметить, что результаты экспериментов в сантиметровом диапазоне достаточно полны для однозначной интерпретации. Характеристики излучения в этом диапазоне понятны практически во всех деталях. Что касается ультрафиолетового диапазона ($\lambda \sim 10^{-5}$ см) – ситуация менее ясна. К сожалению, мы не имеем достаточных экспериментальных возможностей для более детального исследования этого диапазона. Нам в настоящее время не ясно, какую роль играют электроны, находящиеся вблизи поверхности кристалла и в его объеме. Не ясно также соотношение вкладов в излучение периодичности потенциала и периодичности диэлектрической проницаемости.

В настоящее время нам неизвестны другие механизмы (кроме исследуемых нами), которые бы могли приводить к наблюдаемому нами излучению. Действительно, такое излучение могло быть порождено пробоем. Нами специально были подобраны условия, чтобы пробой отсутствовал. Такое излучение могло бы возникнуть в результате возбуждения каких-либо примесных центров полупроводника. Однако релаксация примесных центров носит совсем другой характер. Следует заметить, что когда создавались условия для существования пробоя на поверхности кристалла, интенсивность наблюдаемого нами излучения значительно возрастала. Это можно объяснить как излучением плазмы, так и тем фактом, что количество электронов вблизи поверхности кристалла в этих условиях значительно увеличивалось. Последний факт может приводить к существенному увеличению эффективности рассматриваемого нами механизма излучения. Однако эти факты требуют дальнейшего изучения.

Особый интерес представляет коллективный процесс излучения. Теория такого излучения построена. Что касается экспериментов, то в сантиметровом диапазоне длин волн мы, безусловно, наблюдали именно коллективное излучение. В оптическом и ультрафиолетовом диапазонах мы только рассчитываем на возможность такого излучения. Имеющиеся экспериментальные результаты не дают нам возможности сделать какое-либо заключение по этому поводу.

Таким образом, развитие идей излучения заряженных частиц в периодических структурах в настоящее время реализовано в счетчиках релятивистских частиц, а также в потенциальной возможности использовать это излучение в новых устройствах, которые можно назвать нерелятивистскими лазерами на свободных электронах «НРЛСЭ».

Автор благодарит Степанова К.Н., Файнберга Я.Б. и Яковенко В.М. за полезные обсуждения результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б. Файнберг, Н.А. Хижняк. Потери энергии заряженной частицей при прохождении через

- слоистый диэлектрик // *ЖЭТФ*. 1957, т.32, вып.4, с.883-895.
2. В.Л. Гинзбург, В.Н. Цытович. Некоторые вопросы теории переходного излучения и переходного рассеяния // *УФН*, 1978, т.126, вып.4, с.553-608.
 3. В.Л. Гинзбург // *УФН*. 1996, 166. №10, с.1033-1042.
 4. В.Л. Гинзбург, В.Н. Цытович. *Переходное излучение и переходное рассеяние*. М.: «Наука». 1983, с.360.
 5. М.Л. Тер-Микаэлян. *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*. Ереван: Изд. АН Арм. ССР. 1969, с.457.
 6. Г.М. Гарибян, Ян Ши. *Рентгеновское переходное излучение*. Ереван: Изд. АН АрмССР, 1983, с.420.
 7. В.А. Буц, Н.А. Хижняк. Исследования параметрического черенковского излучения // *Плазменная электроника*. Киев: «Наукова Думка». 1989, с.300.
 8. М.Л. Тер-Микаэлян. Излучение быстрых частиц в неоднородной среде // *ДАН СССР*. 1960, т.34, с.318.
 9. Г.М. Гарибян, Ян Ши. Квантовая микроскопическая теория излучения равномерно движущейся заряженной частицы в кристалле // *ЖЭТФ*. 1971, т.61, №3(9), с.930-943.
 10. В.А. Буц. Излучение заряженных частиц равномерно движущихся в средах с пространственно-периодической неоднородностью // *Известия вузов. Радиофизика*. 1983, т.26, №8, с.1101-1102.
 11. V.A.Buts. // *Intense Microwave Pulses V*. 31 July-1 August 1997, San Diego, California, v.31158, p.202-208.
 12. В.А.Буц. “Длинноволновое” излучение заряженных частиц в средах с периодической неоднородностью // *Радиотехника*. 1997, 9, с.9-12.
 13. В.А.Буц. Коротковолновое излучение нерелятивистских заряженных частиц // *ЖТФ*. 1999, 69, вып.5, с.132-134.
 14. В.О.Буц, А.В. Щагін. Дослідження параметричного черенковського випромінювання // *УФЖ*. 1998, 43, N 9, с.1172-1174.
 15. А.А. Соколов, И.М. Тернов. *Релятивистский электрон*. М.: “Наука”, 1974.

PARAMETRIC CHERENKOV RADIATION (DEVELOPMENT OF IDEA)

V.A. Buts

Some physical results of researches about charged particles radiation in mediums with a periodic heterogeneity and in periodic potentials are reported. It is shown that the basic results, obtained in basic work of Ya.B. Fainberg and N.A. Khignyak, in further were rediscovered by other authors. The development of ideas Parametric Cherenkov Radiation has shown, that in mediums, which have even a weak degree of a periodic heterogeneity of a permittivity or potential, the nonrelativistic oscillators can radiate as relativistic. They effectively radiate the high numbers of harmonics. In particular, in the carried out experiments the ultra-violet radiation was excited at action on a crystal of intensive ten-centimetric radiation. These results give the reasons to hope for making of nonrelativistic lasers on free electrons.

ПАРАМЕТРИЧНЕ ЧЕРЕНКОВСЬКЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ (РОЗВИТОК ІДЕЇ)

В.О. Буц

Викладено деякі фізичні результати досліджень збудження випромінювання зарядженими частками в середовищах з періодичною неоднорідністю та в періодичних потенціалах. Показано, що основні результати, отримані в основній роботі Я.Б. Файнберга та М.А. Хижняка, надалі були перевідкриті іншими авторами. Розвиток ідей ПЧВ показало, що в середовищах, що мають дуже слабкий ступінь періодичної неоднорідності діелектричної проникності чи потенціалу, нерелятивістські осцилятори можуть випромінювати як релятивістські. Вони ефективно випромінюють високі номери гармонік. Зокрема, в проведених експериментах було збуджено ультрафіолетове випромінювання при впливі на кристал інтенсивного десятисантиметрового випромінювання. Ці результати дають підставу сподіватися на створення нерелятивістських лазерів на вільних електронах.