УДК 539.12

В. Г. БАРЫШЕВСКИЙ, И. Я. ДУБОВСКАЯ, И. Д. ФЕРАНЧУК

ЧЕРЕНКОВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ПРОХОДЯЩЕГО ЧЕРЕЗ ТРЕХМЕРНУЮ ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКУЮ СРЕДУ

Диэлектрическая проницаемость среды, пронизываемой пучком заряженных частиц, может существенно измениться даже в случае, когда плотность пучка много меньше плотности среды. Такая ситуация реализуется в условиях, когда в пучке из-за взаимодействия с веществом развиваются неустойчивости. В работах [1, 2] нами было показано, что инкремент параметрической пучковой неустойчивости ансамбля осцилляторов и неустойчивости при параметрическом взаимодействии нескольких волн существенно изменяется, если процесс протекает в пространственно-периодической среде. Еще одним известным типом неустойчивости является черенковская неустойчивость, обусловленная в конечном итоге черенковским излучением. Как показано ниже, периодичность среды резко изменяет скорость нарастания и черенковской неустойчивости. При этом в случае, когда фотоны испускаются в области частот, для которой диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon(\omega)<1$, само возникновение неустойчивости обусловлено периодичностью среды (существованием эффекта параметрического излучения Вавилова—Черенкова [3]).

Итак, пусть пучок быстрых заряженных частиц (например, электронов) движется через среду с периодической в пространстве диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\mathbf{r}, \omega)$, электрическая индукция $\mathbf{D}=\varepsilon(r, \omega)\ \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$, $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля. Уравнения Максвелла для фурье-компоненты электромагнитного поля в этом случае имеют вид

$$-k^2\mathbf{E}(\mathbf{k},\omega)+\mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega))+\frac{\omega^2}{c^2}\sum_{\tau}\varepsilon_{\tau}(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{k}-2\pi\boldsymbol{\tau}, \omega)=-\frac{4\pi i\omega}{c^2}\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega),$$

$$\sum_{\tau}\varepsilon_{\tau}(\omega)(\mathbf{k}\mathbf{E}(\mathbf{k}-2\pi\boldsymbol{\tau}, \omega))=4\pi ien(\mathbf{k}, \omega),$$

$$\omega en(\mathbf{k}, \omega)=(\mathbf{k}\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)), \quad \varepsilon(\mathbf{r}, \omega)=\sum_{\tau}\varepsilon_{\tau}(\omega)e^{i2\pi\boldsymbol{\tau}\mathbf{r}}, \tag{1}$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)=\int\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}e^{+i\omega t}d^3r\,dt,$$

$2\pi\boldsymbol{\tau}$ — вектор обратной решетки, соответствующей пространственной периодичности $\varepsilon(\boldsymbol{\tau}, \omega)$; $\mathbf{k}$ — волновой вектор; ω — частота; $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)=e\sum_i\mathbf{v}_i(t)\,\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i(t))$ — плотность тока пучка; суммирование ведется по всем частицам пучка; $\mathbf{r}_i(t)$ — координата i-частицы пучка в момент времени t; $\mathbf{v}_i(t)$ — ее скорость; e — заряд частицы; $n(\mathbf{r}, t)=\sum_i\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_i(t))$.

Для анализа влияния периодичности среды на развитие неустойчивости ограничимся далее случаем двухволновой дифракции поперечных волн. Рассмотрим возбуждение волн, обладающих линейной поляризацией $\mathbf{e}_\sigma$, ортогональной плоскости дифракции ($\mathbf{e}_\sigma=\mathbf{e}_{\sigma\tau}=\frac{[\mathbf{k}2\pi\boldsymbol{\tau}]}{|[\mathbf{k}2\pi\boldsymbol{\tau}]|}$ — единичный вектор σ-поляризации прошедшей и дифрагированной волн). Умножая уравнение (1) на векторы $\mathbf{e}_\sigma$ и $\mathbf{e}_{\sigma\tau}$, а также на единичный вектор $n_k=\mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ вдоль направления волнового вектора электромагнитной волны $\mathbf{k}$, запишем в явном виде уравнения Максвелла для поперечной $E_\sigma(\mathbf{k}, \omega)$ и продольной $E_\parallel(\mathbf{k}, \omega)$ компонент поля:

$$(k^2c^2 - \varepsilon_0(\omega)\omega^2) E_\sigma(\mathbf{k}, \omega) - \varepsilon_\tau(\omega)\omega^2 E_\sigma(\mathbf{k}_\tau, \omega) = 4\pi i\omega j_\sigma(\mathbf{k}, \omega), \tag{2}$$

$$(k_\tau^2 c^2 - \varepsilon_0(\omega)\omega^2) E_\sigma(\mathbf{k}_\tau, \omega) - \varepsilon_\tau^*(\omega)\omega^2 E_\sigma(\mathbf{k}, \omega) = 4\pi i\omega j_\sigma(\mathbf{k}_\tau, \omega),$$

$$\omega E_\parallel(\mathbf{k}, \omega) = -4\pi i j_\parallel(\mathbf{k}, \omega), \tag{3}$$

где $\mathbf{k}_\tau = \mathbf{k} + 2\pi\boldsymbol{\tau}$, $E_\sigma(\mathbf{k}, \omega) = \mathbf{e}_\sigma \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)$, $E_\parallel(k, \omega) = \mathbf{n}_k \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)$.

Продольная волна соответствует волне пространственного заряда электронного пучка

$$4\pi i e n(\mathbf{k}, \omega) = -\mathbf{k} E_\parallel(k, \omega).$$

С целью получения явного выражения для тока пучка представим скорость частицы $\mathbf{v}_i(t)$ в виде суммы: $\mathbf{v}_i(t) = \mathbf{u} + \delta\mathbf{v}_{i\sigma}(t) + \delta\mathbf{v}_{i\parallel}(t)$, где $\mathbf{u}$ — продольная скорость пучка электронов как целого; $\delta\mathbf{v}_{i\sigma}(t)$ — возмущение скорости i-го электрона в поле поперечной электромагнитной волны; $\delta\mathbf{v}_{i\parallel}(t)$ — возмущение скорости i-го электрона под воздействием продольной волны пространственного заряда электронного пучка. Выберем ось Z вдоль направления падения пучка $\mathbf{n}_z \uparrow\uparrow \mathbf{u}$. Положение i-го электрона в момент времени t можно записать в виде $\mathbf{r}_i(t) = \mathbf{r}_{i0} + \mathbf{u}t + \delta\mathbf{r}_i(t)$, где $\mathbf{r}_{i0}$ — положение i-го электрона в пучке в момент $t = 0$; $\delta\mathbf{r}_i(t)$ — относительное изменение положения i-го электрона в пучке с течением времени. В этом случае фурье-компоненты поперечного и продольного тока пучка в линейном по возмущению приближении можно представить в следующем виде:

$$j_\sigma(\mathbf{k}, \omega) = \frac{i(\mathbf{e}_\sigma\mathbf{u})k}{4\pi} E_\parallel(\mathbf{k}, \omega) + e\sum_i \delta v_{i\sigma}(\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_{0i}}, \tag{4}$$

$$j_\parallel(\mathbf{k}, \omega) = \frac{i(\mathbf{u}\mathbf{k})}{4\pi} E_\parallel(\mathbf{k}, \omega) + e\sum_i \delta v_{i\parallel}(\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_{0i}}. \tag{5}$$

Для получения замкнутой системы уравнения Максвелла должны быть дополнены уравнениями движения электронов в электромагнитном поле $\mathbf{E}(\mathbf{r}_i(t), t)$:

$$\frac{d\mathbf{v}_i(t)}{dt} = \frac{e}{m\gamma}\mathbf{E}(\mathbf{r}_i(t), t) + \frac{e}{m\gamma c}[\mathbf{v}_i(t)\mathbf{H}(\mathbf{r}_i(t), t)] -$$

$$- \frac{e}{m\gamma c^2}(\mathbf{v}_i(t)(\mathbf{v}_i(t)\mathbf{E}(\mathbf{r}_i(t), t))). \tag{6}$$

Совершая преобразование Фурье уравнения (6) и разделяя поперечную и продольную компоненты скорости частицы, в линейном по возмущению приближении можно переписать (6) в виде

$$-i\omega\delta v_{i\sigma}(\omega) = \frac{e}{m\gamma}\left[1 - \frac{(\mathbf{u}\mathbf{e}_\sigma)^2}{c^2}\right]\left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \int E_\sigma(\mathbf{k}', \omega + \mathbf{k}'\mathbf{u}) e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}_{0i}} d^3k' -$$

$$- \frac{e}{m\gamma(2\pi)^3}\int \frac{(\mathbf{u}\mathbf{k}')}{\omega + \mathbf{u}\mathbf{k}'} E_\sigma(\mathbf{k}', \omega + \mathbf{k}'\mathbf{u}) e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}_{0i}} d^3k' -$$

$$- \frac{e(\mathbf{u}\mathbf{e}_\sigma)(\mathbf{u}\mathbf{n}_k)}{m\gamma c^2(2\pi)^3}\int E_\parallel(\mathbf{k}', \omega + \mathbf{k}'\mathbf{u}) e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}_{0i}} d^3k'. \tag{7}$$

$$-i\omega\delta v_{i\parallel}(\omega) = \frac{e}{m\gamma}\left[1 - \frac{(\mathbf{u}\mathbf{n}_k)^2}{c^2}\right]\left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \int E_\parallel(\mathbf{k}', \omega + \mathbf{k}'\mathbf{u}) e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}_{0i}} d^3k' +$$

$$+\frac{e(\mathbf{u}\mathbf{e}_\sigma)}{m\gamma(2\pi)^3}\int\left[\frac{(\mathbf{k}'\mathbf{n}_{k'})}{\omega+\mathbf{u}\mathbf{k}'}-\frac{(\mathbf{u}\mathbf{n}_{k'})^2}{c^2}\right]E_\sigma(\mathbf{k}',\ \omega+\mathbf{k}'\mathbf{u})\,e^{i\mathbf{k}'\mathbf{r}_0 t}d^3k', \qquad (8)$$

где $\gamma=(1-u^2/c^2)^{-1/2}$.

Подстановка решений (7) и (8) в (4) и (5) дает явный вид компонент тока. Затем, подставляя найденные для токов выражения в уравнения (2), (3), приходим к замкнутой системе уравнений Максвелла для поперечного и продольного полей в условиях двухволновой дифракции поперечного поля излучения:

$$\left[k^2c^2-\varepsilon_0(\omega)\,\omega^2+\frac{\omega_л^2\omega}{\gamma(\omega-\mathbf{k}\mathbf{u})}\left(\frac{\omega-\mathbf{k}\mathbf{u}}{\omega}-\frac{(\mathbf{u}\mathbf{e}_\sigma)^2}{c^2}\right)\right]E_\sigma(\mathbf{k},\ \omega)-$$

$$-\varepsilon_\tau(\omega)\,\omega^2E_\sigma(\mathbf{k}_\tau,\ \omega)=-(\mathbf{e}_\sigma\mathbf{u})\,k\omega E_\parallel(\mathbf{k},\ \omega), \qquad (9)$$

$$\left[k_\tau^2c^2-\varepsilon_0(\omega)\,\omega^2+\frac{\omega_л^2\omega}{\gamma(\omega-\mathbf{k}_\tau\mathbf{u})}\left(\frac{\omega-\mathbf{k}_\tau\mathbf{u}}{\omega}-\frac{(\mathbf{u}\mathbf{e}_\sigma)^2}{c^2}\right)\right]E_\sigma(\mathbf{k}_\tau,\ \omega)-$$

$$-\varepsilon_\tau^*(\omega)\,\omega^2E_\sigma(\mathbf{k},\ \omega)=(\mathbf{u}\mathbf{e}_\sigma)\,\omega k_\tau E_\parallel(\mathbf{k}_\tau,\ \omega), \qquad (10)$$

$$(\omega-\mathbf{k}\mathbf{u})^2E_\parallel(\mathbf{k},\ \omega)-\frac{\omega_л^2}{\gamma}\left(1-\frac{(\mathbf{u}\mathbf{n}_k)^2}{c^2}\right)E_\parallel(\mathbf{k},\ \omega)=$$

$$=\frac{\omega_л^2}{\gamma}\,\frac{(\mathbf{u}\mathbf{e}_\sigma)}{c}\left[\frac{kc}{\omega}-\frac{(\mathbf{u}\mathbf{n}_k)}{c}\right]E_\sigma(\mathbf{k},\ \omega), \qquad (11)$$

где $\omega_л^2=\dfrac{4\pi e^2n_0}{m_e}$; n_0—невозмущенная плотность электронов в пучке.

Детерминант системы (9)—(11) дает дисперсионное уравнение, определяющее связь k и ω. При записи дисперсионного уравнения учтем, что слагаемые, содержащие знаменатель $(\omega-\mathbf{k}\mathbf{u})$, могут стать существенными вблизи частоты $\omega\approx\mathbf{k}\mathbf{u}$, в то время как слагаемые, содержащие в знаменателе $(\omega-\mathbf{k}_\tau\mathbf{u})$, всегда остаются малыми и могут быть отброшены. В результате дисперсионное уравнение принимает вид

$$\left[\left(k^2c^2-\varepsilon_0\omega^2+\frac{\omega_л^2}{\gamma}\right)\left(k_\tau^2c^2-\varepsilon_0\omega^2+\frac{\omega_л^2}{\gamma}\right)-\varepsilon_\tau^2\omega^4\right](\omega-\mathbf{k}\mathbf{u})^2=$$

$$=-\frac{1}{\gamma}\,\omega_л^2\beta^2\theta^2\,(kc-\omega\beta\cos\theta)\,kc\left(k_\tau^2c^2-\varepsilon_0\omega^2+\frac{\omega_л^2}{\gamma}\right)\equiv A(k_z,\ \omega), \qquad (12)$$

где $\beta=U/c$; θ—угол между волновым вектором $\mathbf{k}$ и осью Z (ради определенности рассматриваем случай $|\varepsilon_0-1|\ll 1$).

Наиболее существенное изменение дисперсионного уравнения для исследуемой системы в проведенном классическом рассмотрении обусловлено изменением тока за счет работы продольного поля, возникающего в среде, над частицами пучка (правая часть уравнения (9)). Интересно отметить, что к такому же результату приводит квантовый расчет только поперечной компоненты σ_{xx} тензора проводимости пучка [5], но с учетом отдачи в процессах испускания и поглощения фотонов. Действительно, для рассматриваемого случая свободного движения частиц формулу (16) работы [5] в наших обозначениях можно представить в следующем виде:

$$\sigma_{xx}=-\omega_л^2\,\frac{p_\perp^2}{2\omega^2}\left[\frac{1}{E(\mathbf{p}+\mathbf{k})-E(\mathbf{p})-\omega}-\frac{1}{E(\mathbf{p})-E(\mathbf{p}-\mathbf{k})-\omega}\right], \qquad (12')$$

где $E(\mathbf{p})=(p^2c^2+m^2c^4)^{1/2}$; p — импульс частицы; $\mathbf{p}_\perp$ — проекция импульса на плоскость, перпендикулярную $\mathbf{k}$.

Разлагая функции $E(\mathbf{p}\pm\mathbf{k})$ по степеням $\frac{\omega}{E(p)}$ с точностью до слагаемых второго порядка, что и соответствует приближенному учету отдачи, находим

$$\sigma_{xx}\simeq\frac{-\omega_{л}^{2}}{\omega^{2}\gamma}\beta^{2}\theta^{2}kc\,\frac{(kc-\omega\beta\cos\theta)}{(\omega-\mathbf{k}u)^{2}}. \tag{12''}$$

Подстановка выражения (12″) в уравнения Максвелла для поперечных компонент поля приводит к дисперсионному уравнению, полностью совпадающему с (12).

Решение нелинейного дисперсионного уравнения ищем вблизи точки пересечения решений дисперсионных уравнений для несвязанных волн, на которые распадается уравнение (12) при равенстве нулю правой части, т. е.

$$\left\{\begin{array}{l}\left(k^{2}c^{2}-\varepsilon_{0}\omega^{2}+\dfrac{\omega_{л}^{2}}{\gamma}\right)\left(k_{\tau}^{2}c^{2}-\varepsilon_{0}\omega^{2}+\dfrac{\omega_{л}^{2}}{\gamma}\right)-\varepsilon_{\tau}^{2}\omega^{4}\equiv D(k_{z},\omega),\\(\omega-\mathbf{ku})^{2}=0.\end{array}\right. \tag{13}$$

Так как возможные решения системы (13) должны удовлетворять условию дифракции, то решения (13) сразу можно искать в виде

$$k_{z0}=k_{z}^{0}(1+\delta),\quad \omega_{0}=k_{z}^{0}u(1+\delta),$$

где $\delta\ll 1$, а k_{z}^{0} находится из условия точного выполнения условия Брэгга

$$k_{z}^{0}=-\frac{2\mathbf{k}_{\perp}\boldsymbol{\tau}_{\perp}+\tau^{2}}{2\tau_{z}}.$$

В этом случае решение системы (13) соответственно условию $\delta\ll 1$ имеет вид

$$\delta=\frac{g_{\tau}^{2}-(\eta+\zeta)^{2}}{2\nu(\eta+\zeta)},$$

где $\nu\equiv\dfrac{\tau_{z}}{k_{z0}};\quad \eta\equiv\dfrac{k_{\perp}^{2}}{k_{z0}^{2}}\simeq\theta^{2};\quad \zeta\equiv 1-\beta^{2}\varepsilon_{0}.$

Ищем решение нелинейного уравнения (12) в приближении слабо связанных волн, раскладывая левую часть уравнения (12) вблизи точки k_{z0}, ω_0, т. е. $\omega=\omega_0+\omega'$ и $k_z=k_{z0}+k_z'$, где $|\omega'|\ll|\omega|$ и $|k_z'|\ll|k_z|$:

$$D(k_z,\omega)\simeq\left(\frac{\partial D}{\partial\omega}\right)_{\omega_0,k_{z0}}\omega'+\left(\frac{\partial D}{\partial k_z}\right)_{\omega_0 k_{z0}}k_z'+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 D}{\partial k_z^2}\right)_{\omega_0 k_{z0}}k_z'^{2}+$$
$$+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 D}{\partial\omega^2}\right)_{\omega_0 k_{z0}}\omega'^{2}+\left(\frac{\partial^2 D}{\partial\omega\partial k_z}\right)_{\omega_0 k_{z0}}\omega' k_z'+\cdots$$

Анализ показывает, что $\left(\dfrac{\partial D}{\partial\omega}\right)_{\omega_0 k_{z0}}$ не обращается в нуль ни при каких значениях $\boldsymbol{\tau}$, β и θ. Следовательно, следующие члены в разложении $D(k_z,\omega)$ по частоте могут быть отброшены. С другой стороны, в определенных условиях частная производная по k_z может стать малой величиной. Более того, при

$$\theta=\left\{\frac{|g_{\tau}|\,|\tau|}{\sqrt{2\tau_z^2-\tau^2}}-\frac{1}{\gamma^2}-|g_0|\right\}^{1/2} \tag{14}$$

$(\partial D/\partial k_z)_{\omega_0 k_{z0}}$ обращается в нуль.

Из (14) вытекают следующие условия на вектор обратной решетки:

$$1<\frac{2\tau_z^2}{\tau^2}<1+\frac{g_\tau^2}{\left(\frac{1}{\gamma^2}+|g_0|\right)^2}. \tag{15}$$

В соответствии с (15) дифрагированная волна распространяется в направлении, образующем с осью z угол $\chi=\frac{\pi}{2}+\psi$, где ψ изменяется в пределах

$$\frac{2|\tau_\perp|\tau_z}{\tau^2}\theta<\psi<\frac{g_\tau^2}{\left(\frac{1}{\gamma^2}+|g_0|\right)^2}+\frac{2\tau_z|\tau_\perp|}{\tau^2}\theta.$$

Если угол излучения фотона θ отличается от значения, определяемого условием (14) для данного вектора $\boldsymbol{\tau}$, то в разложении $D(k_z,\omega)$ достаточно учитывать два первых слагаемых. В этом случае дисперсионное уравнение (12) приобретает вид [4]

$$(\omega'-uk_z')^2(\omega'-v_{g0}k_z')=\frac{A(\omega_0,\ k_{z0})}{(\partial D/\partial\omega)_{\omega_0k_{z0}}}, \tag{16}$$

где

$$v_{g0}=-\left(\frac{\partial D}{\partial k_z}\right)_{\omega_0k_{z0}}\Big/\left(\frac{\partial D}{\partial\omega}\right)_{\omega_0k_{z0}}=\frac{c}{\beta\varepsilon_0}\left(1+\frac{\nu(\eta+\zeta)}{g_\tau^2+(\eta+\zeta)^2}\right).$$

В случае малых расстроек $\Delta=(v_{g0}-u)\,\omega'$, $\operatorname{Im}k_z$, определяющая инкремент нарастания, имеет вид:

$$\operatorname{Im}k_z=\frac{\sqrt{3}}{2}\left(\frac{Qg_\tau^2\omega_0}{u^2c^2k_{z0}\,[g_\tau^2+(1+\nu)(\eta+\zeta)^2]}\right)^{1/3}, \tag{17}$$

где

$$Q=-\frac{\omega_л^2\beta^2\theta^2k_0c\,(k_0c-\omega_0\beta\cos\theta)}{2\omega_0\gamma}.$$

В отсутствие дифракции $\eta+\zeta=0$ для ω_0, k_{z0} и инкремент черенковской неустойчивости определяется величиной Q. Следовательно, согласно (16), в периодической среде в условиях дифракции фотонов инкремент черенковской неустойчивости содержит множитель, зависящий от преломляющих свойств среды и вектора обратной решетки кристалла.

Особый интерес представляет ситуация пересечения корней дисперсионного уравнения, когда первая производная $(\partial D/\partial k_z)_{\omega_0k_{z0}}$ обращается в нуль, т. е. выполняются условия (14) и (15).

При этом уравнение (12) после разложения принимает вид

$$(\omega'-k_z'u)^2(k_z'^2-F\omega')=\frac{A(\omega_0,\ k_{z0})}{\frac{1}{2}\,(\partial^2D/\partial k_z^2)_{\omega_0k_{z0}}}, \tag{18}$$

где

$$F=-2\left(\frac{\partial D}{\partial\omega}\right)_{\omega_0k_{z0}}\Big/\left(\frac{\partial^2D}{\partial k_z^2}\right)_{\omega_0k_{z0}}=-\frac{\varepsilon_0\beta|\tau_z|\,|g_\tau|\,|\tau|^3}{2c\,(2\tau_z^2-\tau^2)^{3/2}}.$$

В случае малых расстроек $\omega'\to0$ решение (18) может быть записано следующим образом:

$$\operatorname{Im}k_z=\left(\frac{\omega_0Q\,|g_\tau|\,|\tau|}{u^2c^2\sqrt{2\tau_z^2-\tau^2}}\right)^{1/4}. \tag{19}$$

В заключение отметим, что в рассмотренном случае, как показывает анализ, остается справедлив вывод, сделанный в [5], что при многоволновой дифракции поперечной волны вблизи точки вырождения корней системы линейных дисперсионных уравнений относительно k_z степень функциональной зависимости $\operatorname{Im} k_z$ от Q увеличивается как $(S+3)^{-1}$, где S — число волн, возбуждаемых эффективно при дифракции.

Таким образом, трехмерная периодическая среда не только приводит к возникновению явления черенковской неустойчивости в веществе с $\varepsilon<1$, но и существенно влияет на инкремент неустойчивости пучка.

Summary

Consideration is given to the Cherenkov instability of a relativistic charged particle beam moving through a space-periodic medium. It is shown that the medium periodicity changes essentially the rate of the Cherenkov instability built-up.

Литература

1. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. // Докл. АН БССР. 1984. Т. 28, № 4. С. 336.
2. Барышевский В. Г., Дубовская И. Я. Материалы XV Всесоюз. совещания по физике взаимодейст. заряженных частиц с кристаллами. М., 1986. С. 60—62.
3. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 944.
4. Ерохин Н. С. и др. Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике. М., 1982. С. 207.
5. Барышевский В. Г., Феранчук И. Д. // Весці АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1985. № 2. С. 79.

Белорусский государственный университет им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию 18.07.86

УДК 548.3.534.01+546.62'171

Т. Д. СОКОЛОВСКИЙ

АНГАРМОНИЧНОСТЬ КОЛЕБАНИЙ РЕШЕТКИ И ТЕПЛОЕМКОСТЬ НИТРИДА АЛЮМИНИЯ

Известно, что теплоемкость относится к одной из важнейших характеристик вещества. Изучение теплоемкости способствовало созданию овременной физики, в частности выработке в ней фундаментального онятия квантования энергии. Поэтому неслучайно, что понятие кванта ежит также в основе теории теплоемкости [1]. Теоретически можно айти температурную зависимость теплоемкости кристаллической реетки, если оказываются известными значения частот колебаний атомов результате решения динамической задачи в гармоническом приближеии [2]. Однако в действительности колебания решетки являются ангаронических, поэтому, строго говоря, гармоническое приближение не вляется достаточным.

В данной работе проведен расчет удельной теплоемкости при пооянном объеме с учетом как гармонической, так и ангармонической ставляющих. При этом рассматривался ангармонизм первого и второ порядков.

Для определения энергии фононов нитрида алюминия воспользуемся намической теорией кристаллической решетки Борна [2]. Рассмотрим лы связи между ближайшими ионами алюминия и азота, а также льнодействующие кулоновские силы в приближении Келлермана [3].