

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.9:530.182; 533.951.7

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНЫ В ЛАМИНАРНОМ БРИЛЛЮЕНОВСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕМСЯ В ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ

О. И. Василенко

(НИИЯФ)

С использованием метода многих масштабов теории возмущений рассматриваются нелинейные волны в бриллюеновском электронном потоке, распространяющемся в вакууме между двумя плоскими параллельными электродами. Получено дисперсионное соотношение и показано, что амплитуда волн описывается уравнением Кортевега—де Фриза, допускающим солитонные решения. Найдены коэффициенты уравнения как функции параметров равновесного невозмущенного состояния пучка. Приведен вид односолитонного решения.

Исследование нелинейных волн в сильноточных электронных потоках важно как для понимания свойств таких потоков (динамика, устойчивость), так и для определения возможности использования подобных волн для генерации мощного СВЧ-излучения, коллективного ускорения и др. Интересным объектом анализа представляется бриллюеновский пучок, все электроны которого имеют одинаковый обобщенный импульс. Линейные волны в таком потоке рассматривались в работе [1]. Нелинейные эффекты в случае, когда пучок примыкает к катоду, изучались в работах [2, 3], в случае стационарных возмущений — в работе [4].

Ниже рассматриваются нелинейные волны в сильноточном бриллюеновском потоке, распространяющемся между двумя плоскими электродами системы транспортировки. Анализ ведется с использованием метода многих масштабов теории возмущений. Вначале исследуются линейные волны и находится дисперсионное соотношение. Далее, для случая устойчивых волн с учетом в следующих порядках разложения нелинейных и дисперсионных эффектов находится уравнение Кортевега—де Фриза, описывающее амплитуду волны в длинноволновом приближении.

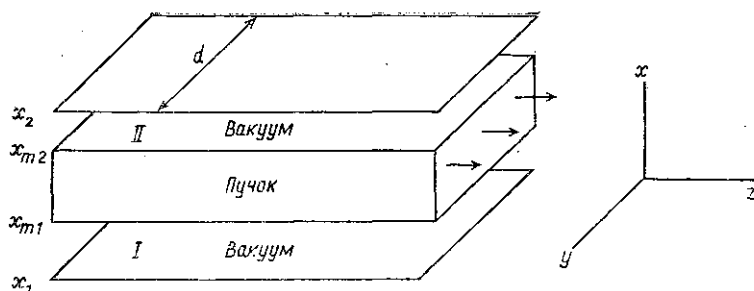
Постановка задачи и вывод уравнений

Введем декартову систему координат (x, y, z) . Рассмотрим линию, образованную двумя плоскими электродами шириной d , параллельными плоскости (y, z) и характеризуемыми координатами x_1 и x_2 (рисунок). Внутри линии движется электронный поток прямоугольного сечения, верхняя и нижняя границы которого параллельны электродам и соответствуют координатам x_{m2} и x_{m1} (см. рисунок). Используем систему единиц, в которой скорость света, заряд и масса электрона равны единице.

Электрическое $\mathbf{E}$ и магнитное $\mathbf{B}$ поля удовлетворяют уравнениям Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = 4\pi \mathbf{r} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho. \quad (2)$$



Здесь ρ — плотность заряда, $\mathbf{p}$ — импульс потока, описываемый в приближении холодной односкоростной гидродинамики уравнением движения

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} + \left(\frac{\mathbf{p}}{\gamma} \nabla \right) \mathbf{p} = \mathbf{E} + \left[\frac{\mathbf{p}}{\gamma}, \mathbf{B} \right], \quad \gamma = \sqrt{1 + (\mathbf{p}, \mathbf{p})}. \quad (3)$$

Считаем, что обобщенный импульс одинаков у всех электронов потока, так что

$$\mathbf{E} = \nabla \gamma + \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t}, \quad \mathbf{B} = -\text{rot } \mathbf{p}. \quad (4)$$

Уравнения (1) удовлетворяются, а уравнения (2), (3) после исключения ρ сводятся к соотношению для $\mathbf{p}$ и γ :

$$\gamma \left(\Delta \mathbf{p} - \frac{\partial^2 \mathbf{p}}{\partial t^2} - \nabla \left(\text{div } \mathbf{p} + \frac{\partial \gamma}{\partial t} \right) \right) = \mathbf{p} (\Delta \gamma + \text{div } \mathbf{p}). \quad (5)$$

Считаем, что задача однородна по y ($\partial/\partial y = 0$), $p_y = 0$ и невозмущенный поток стационарен и однороден вдоль оси z , параллельно которой направлен его импульс. Наличие возмущений выражается в появлении слабых (по сравнению с зависимостью от x) зависимостей величин от z и t . Для их количественной характеристики введем малый параметр ε , по которому разложим зависимые и независимые переменные [5, 6]:

$$\begin{aligned} (p_z, \gamma, E_x, B_y) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^{2n} (p_{z2n}, \gamma_{2n}, \sigma E_{x2n}, \sigma B_{y2n}), \\ (p_x, E_z) &= \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon^{2n+1} (p_{x2n+1}, \sigma E_{z2n+1}), \quad B_z = B_x = E_y = 0, \\ (z, t) &= \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^{2n+1} \left(\frac{z_{2n+1}}{\sigma}, \frac{t_{2n+1}}{\sigma} \right), \quad x = x_0 + \frac{\mu}{\sigma}. \end{aligned} \quad (6)$$

Постоянные σ и x_0 определяются ниже. Разложение p_x и E_z начинается с членов порядка ε^3 , что означает сравнимость по величине нелинейных и дисперсионных эффектов. В случае $p_{x1}, E_{z1} \neq 0$ нелинейность преобладает.

Подставим (6) в (5) и приравняем коэффициенты при одинаковых степенях ε . Получающиеся уравнения имеют вид:
для ε^0

$$\gamma_0^2 = 1 + p_{z0}^2, \quad \gamma_0 \frac{\partial^2 p_{z0}}{\partial \mu^2} = p_{z0} \frac{\partial^2 \gamma_0}{\partial \mu^2}; \quad (7)$$

для ε^2

$$\gamma_0 \gamma_2 = p_{z0} p_{z2}, \quad \gamma_0 \frac{\partial^2 p_{z2}}{\partial \mu^2} + \gamma_2 \frac{\partial^2 p_{z0}}{\partial \mu^2} = p_{z0} \frac{\partial^2 \gamma_2}{\partial \mu^2} + p_{z2} \frac{\partial^2 \gamma_0}{\partial \mu^2}; \quad (8)$$

для ε^3

$$-\gamma_0 \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\frac{\partial p_{z2}}{\partial z_1} + \frac{\partial \gamma_2}{\partial t_1} \right) = p_{z2} \frac{\partial^2 \gamma_0}{\partial \mu^2}; \quad (9)$$

для ε^4

$$\begin{aligned} \gamma_2^2 + 2\gamma_0 \gamma_4 &= p_{z2}^2 + 2p_{z0} p_{z4}, \\ \gamma_0 \left(\frac{\partial^2 p_{z4}}{\partial \mu^2} - \frac{\partial^2 p_{z2}}{\partial t_1^2} - \frac{\partial^2 p_{xz}}{\partial \mu \partial z_1} - \frac{\partial^2 \gamma_2}{\partial z_1 \partial t_1} \right) &+ \gamma_2 \frac{\partial^2 p_{z2}}{\partial \mu^2} + \gamma_4 \frac{\partial^2 p_{z0}}{\partial \mu^2} = \\ &= p_{z0} \left(\frac{\partial^2 \gamma_4}{\partial \mu^2} + \frac{\partial^2 \gamma_2}{\partial z_1^2} + \frac{\partial^2 p_{xz}}{\partial t_1 \partial \mu} + \frac{\partial^2 p_{z2}}{\partial t_1 \partial z_1} \right) + p_{z2} \frac{\partial^2 \gamma_2}{\partial \mu^2} + p_{z4} \frac{\partial^2 \gamma_0}{\partial \mu^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Решения уравнений

Уравнения (7) описывают невозмущенный поток и имеют решение

$$\gamma = \text{ch } \mu, \quad p_{z0} = \text{sh } \mu. \quad (11)$$

Величины σ , x_0 , x_{m1} , x_{m2} являются внешними параметрами задачи, описывающими характеристики невозмущенного потока. В частности, ток пучка J и межэлектродная разность потенциалов V равны

$$J = \frac{\sigma d}{4\pi} (\text{ch } \mu_{m2} - \text{ch } \mu_{m1}), \quad (12)$$

$$V = \text{ch } \mu_{m2} - \text{ch } \mu_{m1} + (\mu_{m1} - \mu_1) \text{sh } \mu_{m1} + (\mu_2 - \mu_{m2}) \text{sh } \mu_{m2}.$$

Уравнения (8), (9) описывают возмущение в линейном приближении. Их решения выражаются через линейные амплитуды H_2 и L_2 :

$$\begin{aligned} \gamma_2 &= (H_2 \mu + L_2) \text{sh } \mu, \quad p_{z2} = (H_2 \mu + L_2) \text{ch } \mu, \\ p_{xz} &= -\frac{\partial H_2}{\partial z_1} (\text{ch } \mu + \mu \text{sh } \mu) - \frac{\partial H_2}{\partial t_1} (\text{sh } \mu + \mu \text{ch } \mu) - \\ &- \frac{\partial L_2}{\partial z_1} \text{sh } \mu - \frac{\partial L_2}{\partial t_1} \text{ch } \mu. \end{aligned} \quad (13)$$

Нелинейные и дисперсионные эффекты проявляются в уравнениях (10), из которых следует:

$$\begin{aligned} p_{z4} &= (H_4 \mu + L_4 + M) \text{ch } \mu + N \text{sh } \mu, \\ \gamma_4 &= (H_4 \mu + L_4 + M) \text{sh } \mu + N \text{ch } \mu, \\ N &= \frac{1}{2} (H_2 \mu + L_2)^2, \\ M &= \frac{\partial^2 H_2}{\partial t_1^2} \left(\frac{\mu^3}{6} - \frac{\text{sh } 2\mu}{4} \right) - \frac{\partial^2 H_2}{\partial z_1^2} \left(\frac{\mu^3}{6} + \frac{\text{sh } 2\mu}{4} \right) - \\ &- \frac{\partial^2 H_2}{\partial t_1 \partial z_1} \frac{\text{ch } 2\mu}{2} + \left(\frac{\partial^2 L_2}{\partial t_1^2} - \frac{\partial^2 L_2}{\partial z_1^2} \right) \frac{\mu^3}{2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Амплитуды L_2 , H_2 , L_4 , H_4 не зависят от x .

Согласно (4) поля в области, занятой пучком, при $\mu_{m1} \leq \mu \leq \mu_{m2}$ равны

$$\begin{aligned} E_{x0} &= \frac{\partial \gamma_0}{\partial u}, \quad E_{x2} = \frac{\partial \gamma_2}{\partial \mu}, \quad E_{x4} = \frac{\partial \gamma_4}{\partial \mu} + \frac{\partial p_{x3}}{\partial t_1}, \\ B_0 &= \frac{\partial p_{z0}}{\partial \mu}, \quad B_2 = \frac{\partial p_{z2}}{\partial \mu}, \quad B_4 = \frac{\partial p_{z4}}{\partial \mu} - \frac{\partial p_{x3}}{\partial z_1}, \\ E_{z3} &= \frac{\partial \gamma_2}{\partial z_1} + \frac{\partial p_{z2}}{\partial t_1}, \quad E_{z5} = \frac{\partial \gamma_2}{\partial z_3} + \frac{\partial \gamma_4}{\partial z_1} + \frac{\partial p_{z2}}{\partial t_3} + \frac{\partial p_{z4}}{\partial t_1}. \end{aligned} \quad (15)$$

Поля в вакуумных областях I ($k=1, \mu_1 \leq \mu \leq \mu_{m1}$) и II ($k=2, \mu_{m2} \leq \mu \leq \mu_2$) находятся из уравнений (1), (2) при $\rho=0$. Они равны

$$\begin{aligned} E_{x0,2k} &= e_{0,2k}, \quad E_{x4k} = \frac{(\mu - \mu_k)^2}{2} \square e_{2k} + e_{4k}, \\ B_{0,2k} &= b_{0,2k}, \quad B_{4k} = \frac{(\mu - \mu_k)^2}{2} \square b_{2k} + b_{4k}, \\ E_{z3k} &= (\mu - \mu_k) \left(\frac{\partial b_{2k}}{\partial t_1} + \frac{\partial e_{2k}}{\partial z_1} \right), \\ E_{z5k} &= (\mu - \mu_k) \left(\frac{\partial b_{2k}}{\partial t_3} + \frac{\partial b_{4k}}{\partial t_1} + \frac{e_{2k}}{\partial z_3} + \frac{\partial e_{4k}}{\partial z_1} \right) + \\ &+ \frac{(\mu - \mu_k)^3}{6} \square \left(\frac{\partial b_{2k}}{\partial z_1} + \frac{\partial e_{2k}}{\partial t_1} \right), \\ \square &= \frac{\partial^2}{\partial t_1^2} - \frac{\partial^2}{\partial z_1^2}, \end{aligned} \quad (16)$$

где e_0, b_0 — постоянные, а e_2, e_4, b_2, b_4 не зависят от x и удовлетворяют соотношениям

$$\frac{\partial e_{2k}}{\partial t_1} + \frac{\partial b_{2k}}{\partial z_1} = 0, \quad (17)$$

$$\frac{\partial e_{2k}}{\partial t_3} + \frac{\partial e_{4k}}{\partial t_1} + \frac{\partial b_{2k}}{\partial z_3} + \frac{\partial b_{4k}}{\partial z_1} = 0. \quad (18)$$

В (16) учтено, что на поверхности электродов касательное электрическое поле E_z обращается в нуль.

Условия на границах вакуум—пучок

Положения границ пучка при наличии возмущений являются переменными величинами, которые представим в виде рядов:

$$\mu_{mk} = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^{2n} \psi_{2n k}, \quad (19)$$

где ψ_{0k} — постоянные, соответствующие невозмущенным положениям границ. Отсюда произвольная величина $S(\mu) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n S_n(\mu)$ на границе пучка имеет разложение

$$S_m \equiv S(\mu_m) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n S_{nm} = \sum_{l,j} \varepsilon^l \frac{\partial^j S_l(\psi_0)}{\partial \mu^j} \frac{(\sum_{r=1}^{\infty} \varepsilon^{2r} \psi_{2r})^j}{j!}. \quad (20)$$

Поля на границах непрерывны. Представляя их в виде разложений типа (20) и приравнявая нулю разности величин, соответствующих решениям внутри и вне пучка на границах, отдельно для каждого порядка разложений, получим для E_{x0mk} и B_{0mk} :

$$\sigma \operatorname{sh} \psi_{0k} - e_{0k} = 0, \quad \sigma \operatorname{ch} \psi_{0k} - b_{0k} = 0, \quad (21)$$

для E_{x2mk} и B_{2mk} :

$$\begin{aligned} \psi_{2k} \sigma \operatorname{ch} \psi_{0k} + \sigma H_2 (\operatorname{sh} \psi_{0k} + \psi_{0k} \operatorname{ch} \psi_{0k}) + \sigma L_2 \operatorname{ch} \psi_{0k} - e_{2k} &= 0, \\ \psi_{2k} \sigma \operatorname{sh} \psi_{0k} + \sigma H_2 (\operatorname{ch} \psi_{0k} + \psi_{0k} \operatorname{sh} \psi_{0k}) + \sigma L_2 \operatorname{sh} \psi_{0k} - b_{2k} &= 0, \end{aligned} \quad (22)$$

для E_{z3mk} :

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial H_2}{\partial z_1} \psi_{0k} + \frac{\partial L_2}{\partial z_1} \right) \operatorname{sh} \psi_{0k} + \left(\frac{\partial H_2}{\partial t_1} \psi_{0k} + \frac{\partial L_2}{\partial t_1} \right) \operatorname{ch} \psi_{0k} + \\ + \frac{\mu_k - \psi_{0k}}{\sigma} \left(\frac{\partial b_{2k}}{\partial t_1} + \frac{\partial e_{2k}}{\partial z_1} \right) = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Вместе с соотношением (17) уравнения (22), (23) связывают между собой линейные амплитуды.

Введем новые переменные:

$$\xi_n = z_n \operatorname{ch} \eta - t_n \operatorname{sh} \eta, \quad \tau_n = t_n \operatorname{ch} \eta - z_n \operatorname{sh} \eta, \quad \eta = \operatorname{const} \quad (24)$$

и предположим, что зависимости всех величин от z_1 и t_1 сводятся к зависимостям только от ξ_1 . Тогда, дифференцируя уравнения (22) по ξ_1 , получим для $\frac{\partial}{\partial \xi_1} (\psi_{2k}, b_{2k}, e_{2k}, H_2, L_2)$ систему однородных линейных уравнений, имеющую нетривиальное решение только в случае их линейной зависимости. Последнее условие приводит к соотношению для скорости $u = \operatorname{th} \eta$ линейных длинноволновых возмущений:

$$\psi_{01} - \kappa_1 = \psi_{02} - \kappa_2, \quad \kappa_k = \frac{(\mu_k - \psi_{0k})(1 - u^2)}{(\operatorname{sh} \psi_{0k} - u \operatorname{ch} \psi_{0k})^2}, \quad (25)$$

Линейные амплитуды можно в этом случае выразить через H_2 по формулам

$$\begin{aligned} \psi_{2k} &= -H_2 (\kappa_k + \operatorname{cth} (\psi_{0k} - \eta)), \quad L_2 = H_2 (\kappa_k - \psi_{0k}), \\ e_{2k} &= -H_2 \frac{\sigma \operatorname{ch} \eta}{\operatorname{sh} (\psi_{0k} - \eta)}, \quad b_{2k} = -H_2 \frac{\sigma \operatorname{sh} \eta}{\operatorname{sh} (\psi_{0k} - \eta)}. \end{aligned} \quad (26)$$

Дисперсионное соотношение (25) является уравнением четвертой степени относительно u . Число возможных значений u равно числу степеней свободы, определяемому наличием двух границ пучок—вакуум и двух возможных направлений распространения возмущений. В некоторой области изменения внешних параметров величина u принимает комплексные значения, что в линейном приближении ведет к экспоненциальному росту амплитуды возмущений и свидетельствует о неустойчивости линейных волн в этой области. Ниже мы ограничимся рассмотрением случая устойчивых волн, когда величина u действительна. Учет нелинейных и дисперсионных эффектов, описываемых следующими членами разложения, позволяет получить уравнение для амплитуды волны. Ввиду громоздкости возникающих вычислений изложим только их схему и результаты.

Уравнение для амплитуды

Условия непрерывности полей E_{x4mk} , B_{4mk} , E_{z5mk} и связь (18) можно представить в виде уравнений, содержащих в левых частях члены, линейно зависящие от производных по ξ_1 амплитуд H_4 , L_4 , ψ_{4k} , e_{4k} , b_{4k} , а в правых частях — члены, от них не зависящие. При этом в силу итерационной процедуры нахождения решений исходных уравнений, соответствующих последовательным членам разложения по ϵ , левые части преобразованных уравнений непрерывности и связи полностью аналогичны левым частям уравнений (22), (23), (17) и переходят в них при замене $(H_4, L_4, \psi_{4k}, e_{4k}, b_{4k}) \rightarrow (H_2, L_2, \psi_{2k}, e_{2k}, b_{2k})$. Следовательно, в силу условия (25) левые части линейно зависимы. Поэтому, складывая уравнения с соответствующими коэффициентами, можно получить нулевую левую часть и тем самым уравнение для линейных амплитуд, от которых зависят правые части. Учет соотношений (26) позволяет преобразовать его в уравнение только для H_2 . Последнее имеет вид уравнения Кортевега—де Фриза:

$$P \frac{\partial H_2}{\partial \tau_3} - Q H_2 \frac{\partial H_2}{\partial \xi_1} - R \frac{\partial^3 H_2}{\partial \xi_1^3} = 0 \quad (27)$$

с коэффициентами, зависящими от параметров невозмущенного потока:

$$\begin{aligned} P &= P_1 - P_2, \quad Q = Q_1 - Q_2, \quad R = R_1 - R_2, \\ P_k &= 2\kappa_k \operatorname{cth}(\psi_{0k} - \eta), \\ Q_k &= \operatorname{cth}^2(\psi_{0k} - \eta) (\operatorname{cth}(\psi_{0k} - \eta) + 3\kappa_k), \\ R_k &= \frac{1}{3} \kappa_k (\psi_{0k} - \mu_k)^2 - \frac{1}{3} \psi_{0k}^3 + \frac{1}{2} \kappa_k + \frac{1}{4} \kappa_k \operatorname{sh}(2\psi_{0k} - 2\eta) + \\ &+ \frac{1}{2} \kappa_k^2 \operatorname{sh}(2\psi_{0k} - 2\eta) + \psi_{0k} \kappa_k (\psi_{0k} - \kappa_k). \end{aligned} \quad (28)$$

Коэффициенты (28) не имеют особенностей в диапазоне изменения параметров, соответствующих области устойчивости линейных волн, поэтому уравнение (27) описывает поведение амплитуды во всем этом диапазоне вплоть до порога диокотронной неустойчивости. Последнее отличается от результатов работы [7].

Решения (27) могут быть получены методом обратной задачи рассеяния [8, 9]. Простейшее из них описывает распространение одиночной нелинейной волны и имеет вид

$$H_2 = A^2 \frac{3(P^2 R)^{1/3}}{Q} \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{A}{2} \left(\left(\frac{P}{R} \right)^{1/3} \xi + A^2 \tau \right) \right), \quad (29)$$

где A определяет амплитуду солитона.

Таким образом, в работе в линейном и нелинейном приближениях рассмотрено распространение длинноволновых возмущений в электронном потоке, движущемся в вакууме между двумя плоскими электродами, все электроны которого имеют одинаковый обобщенный импульс. Показано, что линейная амплитуда возмущений H_2 описывается уравнением (27), имеющим вид уравнения Кортевега—де Фриза, с коэффициентами, зависящими от состояния невозмущенного потока. Получено дисперсионное соотношение (25), и приведено односолитонное реше-

ние (29). Развитый в работе подход может быть применен для анализа нелинейных возмущений электронных пучков с другими равновесными состояниями и для систем транспортировки с иной геометрией.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Swegle J. // Phys. Fluids. 1983. 26, N 6. P. 1670; Swegle J., Ott E. // Phys. Fluids. 1981. 24, N 10. P. 1821. [2] Swegle J., Ott E. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1982. 10, N 1. P. 33. [3] Василенко О. И. // Физ. плазмы. 1991. 17, № 1. С. 78. [4] Лейман В. Г., Овсянникова О. Б. // Физ. плазмы. 1989. 15, № 5. С. 625. [5] Sandri G. // Ann. Phys. 1963. 24, N 332. P. 380; Nuovo Cim. 1965. 36, N 1. P. 67. [6] Найфэ А. Х. Методы возмущений. М., 1976. [7] Игнатов А. М. // Физ. плазмы. 1987. 13, № 2. С. 238. [8] Gardner C. S., Green J. M., Kruskal M. D., Miura R. M. // Phys. Rev. Lett. 1967. 19. P. 1095. [9] Захаров В. Е., Мананков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов. Метод обратной задачи. М., 1980.

Поступила в редакцию
26.04.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1992. Т. 33, № 1

УДК 535.241.13:534

АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДВУХ РЕЖИМОВ БРЭГГОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

В. Б. Волошинов, А. Н. Усков

(кафедра физики колебаний)

Приводятся результаты теоретического исследования возможности спектральной фильтрации неколлимированных оптических пучков акустооптическими фильтрами на кристалле парателлурита. Представлен расчет параметров фильтра сложной конфигурации с двумя пьезоэлектрическими преобразователями. Устройство обеспечивает работу в различных режимах дифракции, отличающихся селективностью взаимодействия света и звука.

В настоящее время во многих областях науки и техники находят широкое применение перестраиваемые акустооптические фильтры [1]. Фильтры обеспечивают спектральную фильтрацию и оптоэлектронную обработку как коллимированных, так и неколлимированных пучков света, а также оптических изображений. Получаемая с помощью фильтров информация о спектральном составе электромагнитного излучения объекта дает возможность определять строение различных тел, исследовать их свойства и позволяет оперативно вести наблюдения за процессами, происходящими в этих телах. Акустооптические фильтры обладают рядом достоинств. В первую очередь это узкий спектральный интервал пропускания, быстрая электрическая перестройка в широком диапазоне длин волн света, возможность управления коэффициентом пропускания устройства, большие значения угловых апертур. Акустооптические устройства обеспечивают фильтрацию электромагнитного излучения в нескольких спектральных интервалах одновременно при регулируемом коэффициенте пропускания в каждом из этих интервалов. Таким образом, акустооптические фильтры (АОФ) относятся к весьма перспективному классу адаптивных оптоэлектронных устройств.