

3. Выбирая стандартное представление 6-мерных Γ -матриц [5] и подбирая конформное переопределение 8-компонентного спинора ψ в согласии с (4), можно показать также, что после перехода от стандартного свободного 6-мерного спинорного лагранжиана к 4-мерному виду и спинорная часть лагранжиана совпадает с соответствующими членами лагранжиана Вайнберга—Салама. Избирательный характер взаимодействия левых и правых спинорных компонент электрона и нейтрино с векторными и скалярными полями обеспечивается различным выбором зависимости от x^5 и x^6 в компонентах исходного 8-компонентного спинора ψ .

Из (16) также следует, что отказ от условия постоянства λ^5 и σ^6 приведет к возможности изменения угла Вайнберга в процессе эволюции Вселенной. Это представляется одним из важных принципиальных следствий предложенной теории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Salam A., Strathdee J.//Ann. of Phys. (USA). 1982. 141. P. 316—352.
[2] Кислов В. В. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1985. [3] Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Квантовые поля. М., 1980. [4] Manton N. S.//Nucl. Phys. 1979. B158, N 1. P. 141—153. [5] Furlan P.//Czech. J. Phys. 1982. B32, N 6. P. 634—644.
[6] Владимиров Ю. С., Кислов В. В.//Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1982. 23, № 6. С. 18—21.

Поступила в редакцию
23.10.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.6

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ГЕНЕРАТОРА ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ

А. М. Афонин, В. А. Вдовин, А. Д. Поезд
(кафедра радиофизики СВЧ)

Введение. При продвижении в коротковолновую часть СВЧ диапозона поперечные размеры приборов обычно уменьшаются пропорционально длине волны λ [1]. При этом возникают определенные трудности при использовании сильноточных релятивистских пучков. Ввиду большой плотности тока пучка в одномодовых системах для дальнейшего увеличения генерируемой мощности СВЧ излучения необходим переход к новым типам устройств, одним из которых является релятивистский генератор поверхностной волны (РГПВ) [2]. Он представляет собой диафрагмированный волновод с отверстиями в диафрагмах $d \gg \lambda$. Степень замедления электромагнитной волны в РГПВ достаточно велика, так что вследствие экспоненциального убывания поля при удалении от замедляющей системы (ЗС) волна является поверхностной и поле на оси системы равно нулю. Кольцевой пучок проходит вблизи ЗС и взаимодействует только с поверхностной волной, трансформирующейся на выходе в объемную волну. Таким образом можно сделать поперечные размеры генератора больше длины волны, не нарушая принципа взаимодействия электронного пучка с замедленной электромагнитной волной. Большие сечения обеспечивают увеличение используемого в РГПВ тока и мощности излучения. В отличие от уси-

лителя с импедансной стенкой [3] взаимодействие происходит вблизи границы полосы прозрачности ЗС («л»-вид колебаний), что обеспечивает необходимую для генератора стабильность частоты.

Вывод основных уравнений. Теоретически исследуются процессы в РГПВ, разработанном в ИРЭ АН СССР и действующем в 8-мм диапазоне длин волн. Была выбрана конструкция, показанная на рис. 1, а

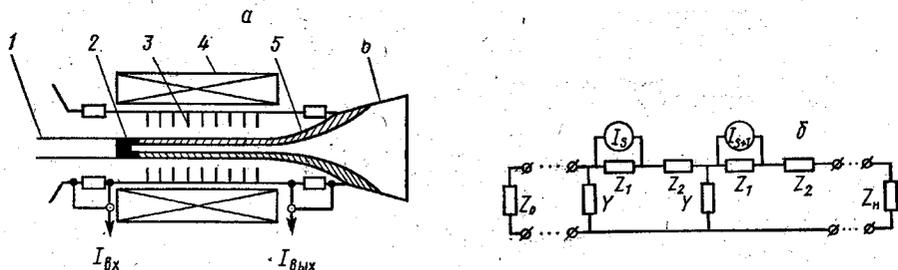


Рис. 1. Схема исследуемого генератора поверхностной волны: а — экспериментальный макет: 1 — катододержатель, 2 — кольцевой катод, 3 — замедляющая система, 4 — соленоид, 5 — электронный поток, б — выходной рупор; б — эквивалентная схема ЗС

[4]. Источником электронов служил кольцевой катод со взрывной эмиссией, подключенный к источнику высокого напряжения, разработанному на основе серийного рентгеновского аппарата «МИРА-2Д»

[5]. Импульсы тока длительностью до 10 нс по основанию имели максимальное значение ускоряющего напряжения $V_0 = 0,15 \pm 0,01$ МВ и тока пучка $I_0 = 0,5 - 0,7$ кА. Продольное фокусирующее магнитное поле соленоида обеспечивало тонкий трубчатый нерасходящийся пучок со средним значением диаметра $d_{п} = 5$ мм и толщиной $\Delta = 0,8 - 1,0$ мм. Электронный пучок взаимодействовал с ЗС типа диафрагмированного волновода. В пространстве взаимодействия могло размещаться до 30 периодов диафрагмирующих вставок с внутренним диаметром $D = 9$ мм и диаметром канала $d = 6$ мм при толщине диафрагм 0,3 мм. Область взаимодействия имела со стороны катода запредельное для рабочей моды генератора E_{01} сужение. Эта установка обеспечивала импульсы излучения мощностью $P_{свч} \leq 3$ МВт с длиной волны $\lambda = 8,1 \pm 0,4$ мм. При таких небольших значениях коэффициента полезного действия η (мощность пучка $P_0 = I_0 V_0$ около 75 МВт, $\eta < 4\%$) существенную ценность представляют данные линейной теории.

Замедляющая структура с точки зрения возбуждения вихревого высокочастотного поля представлялась цепочкой эквивалентных четырехполюсников, показанной на рис. 1, б. Дискретное уравнение возбуждения имеет вид

$$V_{s+1} - (2 + \epsilon) V_s + V_{s-1} = -Z_1 \{ I_{s+1} - 2I_s + I_{s-1} - Z_2 Y I_s \}, \quad (1)$$

где напряжение $V_s \sim E_{bs}$ (E_{bs} — вихревое поле s -й ячейки ЗС), $s = 2, 3, \dots, N-1$, s — номер резонатора, $\epsilon = YZ$, $Z = Z_1 + Z_2$, Z_1 — импеданс, по которому протекает наведенный электронным пучком ток I_s . Конкретный вид импедансов и проводимостей определяется параметрами ЗС. Соответствующие граничные условия имеют вид

$$V_2 + Z_1 I_2 = (V_1 + Z_1 I_1) f(Z_0) + \epsilon (V_1 + \delta I_1), \quad (2)$$

$$V_{N-1} + Z_1 I_{N-1} = (V_N + Z_1 I_N) f(Z_N) + \epsilon (V_N + \delta I_N), \quad (3)$$

где N — полное число ячеек в генераторе, $\delta = Z_1 Z_2 / Z$, $f(x) = 1 + xY / (1 + xY/2)$. В силу замагниченности потока ограничимся одномерным уравнением движения электронов с учетом сил пространственного заряда и уравнением непрерывности

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{e}{m\gamma^3} (E_{\text{пз}} + E_{\text{в}}), \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} (\rho v) + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad (5)$$

где e , m — заряд и масса покоя электрона, $\gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$, ρ — плотность заряда, $E_{\text{пз}}$, $E_{\text{в}}$ — напряженности электрического поля пространственного заряда и вихревого поля ЗС. Поле пространственного заряда представим через функцию Грина G для потенциала тонкого кольца в проводящей трубе дрейфа [6]:

$$E_{\text{пз}} = \frac{2}{(r_2^2 - r_1^2)} \int_{r_1}^{r_2} r dr \int_V - \frac{\partial G(z, z', r, r')}{\partial z} \rho(r', z') dv', \quad (6)$$

где r' , z' — координаты заряда, создающего поле, r_1 и r_2 — внутренний и внешний радиусы пучка, значение $E_{\text{пз}}$ усреднено по сечению пучка.

Определим из (1), (4)–(6) инкременты возможных неустойчивостей в системе, а затем, учитывая граничные условия (2)–(3) и условия, определяющие входящий в систему пучок, найдем пусковые токи системы. Линеаризуем уравнения (1)–(6), пренебрегая квадратами и более высокими степенями переменных величин и полагая, что все они могут быть представлены в виде $A \exp(j(\omega t - \beta z))$, где A — комплексная амплитуда, ω — частота, β — постоянная распространения [7]. Постоянные составляющие величин будем обозначать индексом 0, а переменные — индексом 1. После подстановки из уравнений (4) и (5) получим соотношение

$$(\omega - \beta v_0)^2 \rho_1 = \frac{e \rho_0}{m \gamma_0^3} (-j\beta) (E_{\text{пз}} + E_{\text{в}}). \quad (7)$$

Вводя обозначение для коэффициентов M_l :

$$M_l = 2 \frac{\kappa_2 J_1(\mu_0 l \kappa_2) - \kappa_1 J_1(\mu_0 l \kappa_1)}{\mu_0 l (\kappa_2^2 - \kappa_1^2)},$$

где $\kappa_i = r_i / r_T$, r_T — радиус трубы волновода, $i = 1, 2$, $\mu_l = \mu_0 l / r_T$, $J_0(\mu_0 l) = 0$, $l = 1, 2, \dots$, J_0, J_1 — функции Бесселя, получим следующее выражение для $E_{\text{пз}}$:

$$E_{\text{пз}} = \rho_1 \left(\frac{4}{r_T^2} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{j\beta}{(\mu_l^2 + \beta^2)} \cdot \frac{M_l^2}{J_1^2(\mu_0 l)} \right) (\kappa_2^2 - \kappa_1^2) \pi r_T^2. \quad (8)$$

Для получения дисперсионного уравнения, связывающего ω и β , необходимо выразить $E_{\text{в}}$ через наведенный ток I_s . Вводя обозначение $\varphi = \beta \hbar$ для сдвига фаз на период \hbar ЗС, получаем связь напряжения и тока из уравнения (1):

$$V_s = (-Z_1 I_s) (\cos \varphi - 1 - Z_2 Y / 2) / (\cos \varphi - 1 - Z Y / 2). \quad (9)$$

Наведенный ток определяется в линеаризованном случае равенством

$$I_s = \frac{1}{h} \int_{v_s} \left(v_1 \rho_0 + \rho_1 v_0 - \frac{\omega \beta \varphi_1}{4\pi} \right) E_{zs} dv, \quad (10)$$

где φ_1 — переменная часть электростатического потенциала. Подставляя v_1 и ρ_1 в (10) и считая рабочим видом колебаний в отдельном резонаторе E_{010} , получим соотношение

$$-Z_1 I_s = \frac{8M_1}{(\beta r_T)^2 J_1^2(\mu_{01})} \frac{\mu_1^2 + 2\beta^2}{\mu_1^2 + \beta^2} j \sin \frac{\varphi}{2} \rho_1 \pi r_T^2 (\kappa_2^2 - \kappa_1^2). \quad (11)$$

Итоговое дисперсионное соотношение имеет вид

$$(\omega - \beta v_0)^2 = \frac{\omega_p^2}{\gamma_0^3} (\kappa_2^2 - \kappa_1^2) \left\{ \sum_{l=1}^{\infty} A_l^2 + g(\varphi) \left(2 + \frac{\mu_1^2}{\beta^2} \right) A_1^2 \right\}, \quad (12)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi\rho_0 e/m$ — квадрат плазменной частоты, $A_l^2 = M_l^2 \beta^2 / (J_l^2(\mu_{0l}) (\mu_l^2 + \beta^2))$,

$$g(\varphi) = \frac{\sin(\varphi/2)}{\varphi/2} \left(\cos \varphi - 1 - \frac{Z_2 Y}{2} \right) / \left(\cos \varphi - 1 - \frac{ZY}{2} \right).$$

Генерация типа ЛОВ характеризуется абсолютной неустойчивостью, $\text{Im } \omega < 0$. В этом случае необходимо при заданном β определять ω . Так как относительно частоты уравнение (12) представляет собой полином с действительными коэффициентами, то его комплексные решения могут иметь вид только попарно комплексно-сопряженных чисел типа $\omega = \omega' \pm ja$.

Для вычисления пускового тока I_{st} добавим условия на входе для пучка $\rho_1 = v_1 = 0$ — немодулированный по плотности и скорости поток. Так как физические условия ставятся в фиксированных точках пространства, то необходимо уравнение (12) решать относительно β при фиксированном ω для определения I_{st} . Ограничимся случаем, когда можно принимать во внимание только четыре корня трансцендентного уравнения относительно β — они соответствуют двум волнам структуры (прямой и обратной) и двум волнам пучка (быстрой и медленной редуцированным волнам пространственного заряда). Поставленные четыре граничных условия определяют задачу: I_{st} находится из равенства нулю определителя 4-го порядка, что позволяет иметь ненулевые решения линейной системы уравнений, полученной из граничных условий, где все величины (ρ_1 , v_1 и т. д.) представлены в виде суммы четырех волн с постоянными распространения, определенными из решения уравнения (12). Опуская промежуточные выкладки, запишем конечный вид определителя:

$$|D| = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ a_1 & a_2 & a_3 & a_4 \\ b_1 & b_2 & b_3 & b_4 \\ c_1 & c_2 & c_3 & c_4 \end{vmatrix} = 0,$$

где

$$a_i = \left(\frac{\varphi_0}{\varphi_i} - 1 \right) v_0, \quad \varphi_0 = \frac{\omega h}{v_0}, \quad \varphi_i = \beta_i h, \quad i = 1, 2, 3, 4,$$

$$b_i = e^{-j\varphi_i} \left(1 - e^{-j\varphi_i} \frac{1 - Z_0 Y/2}{1 + Z_0 Y/2} \right) f_i \left(2\varphi_i^2 + \left(\frac{h}{r_T} \mu_{01} \right)^2 \right),$$

$$c_i = e^{-jN\varphi_i} \left(1 - e^{-j\varphi_i} \frac{1 - Z_n Y/2}{1 + Z_n Y/2} \right) f_i, \quad f_i = \frac{e^{-j\varphi_i} - 1}{\varphi_i^2 \left(\varphi_i^2 + \left(\frac{h}{r_T} \mu_{01} \right)^2 \right)}$$

Для определения I_{st} вычисляются четыре корня уравнения (12) — численно, методом Мюллера. В качестве начального приближения используются корни, соответствующие несвязанным собственным волнам системы. Затем вычисляется модуль определителя $|D|$. Процесс начинается от значения пучка, равного нулю, и постепенно ток увеличивается, пока $|D|$ не обратится в нуль.

Результаты моделирования. Описанная методика была применена для расчета РГПВ и сравнена с полученными экспериментальными данными. На рис. 2 представлены типичные дисперсионные зависимости, характеризующие генератор в «горячем», т. е. с электронным пучком, режиме. В отсутствие взаимодействия линии, характеризующие замедленную волну (участки А и Б) диафрагмированного волновода и волны пространственного заряда пучка (участки В, Г — быстрая и Д, Е — медленная), пересекаются вблизи точки $\beta \approx \pi/h$. Это обеспечивается выбором геометрических размеров волновода по методике [8]. При взаимодействии появляется мнимая часть частоты α вблизи точки «холодного» синхронизма. С ростом тока область существования α несколько расширяется, инкремент неустойчивости увеличивается, длина волны области возможной генерации увеличивается от 7 мм при токе $I_0 = 0,3$ кА до 8 мм при $I_0 = 0,5$ кА, что совпадает с данными эксперимента ($\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0 \approx 1,3D$). Точность обращения $|D|$ в нуль выбиралась (по уровню не более 10^{-3}) на основе 1-го минимума кривой $D(I_0)$. Последующие минимумы соответствуют высшим зонам генерации. С ростом длины системы при неизменных граничных условиях пусковой ток падает. В эксперименте система из шести элементов не возбуждалась ни при каких условиях, при семи элементах в отдельных случаях наблюдались слабые СВЧ импульсы [4]. Это соответствует результатам, представленным на рис. 3, а для I_{st} , так как в эксперименте ток пучка $I_0 = 0,5—0,7$ кА. Поскольку при моделировании для каждого значения частоты получается свое значение I_{st} , необходимо определить частоту, на которой I_{st} достигнет минимума — это и будет частота запуска генератора. В случае согласования системы на входе и выходе в «холодном» режиме частоте, при которой достигается $\max(\text{Im } \beta)$, соответствует значение $I_{st \min}$ при любой длине РГПВ.

Для повышения мощности генерации по сравнению с первоначальными экспериментами было предложено уменьшить период h с 2,3 до 2,0 мм. При этом происходит уменьшение I_{st} (кривая 1 на рис. 3, а) и увеличение отношения I_0/I_{st} . Мощность генерации возросла при этом в 1,5 раза.

При рассматриваемых параметрах пучка точка синхронизма со 2-й модой E_{02} близка к удвоенной частоте синхронизма с 1-й модой.

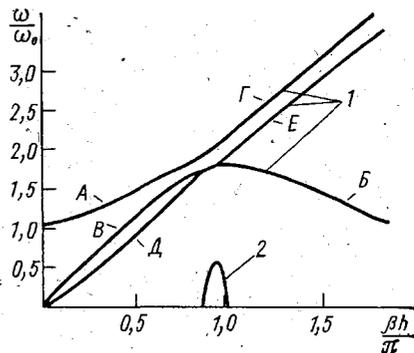


Рис. 2. Дисперсионные зависимости в генераторе поверхностной волны ($V_0 = 150$ кВ, $I_0 = 0,3$ кА, $h = 2,3$ мм): 1 — действительная часть корней уравнения (12) ω' , 2 — мнимая часть $\alpha \times 10$

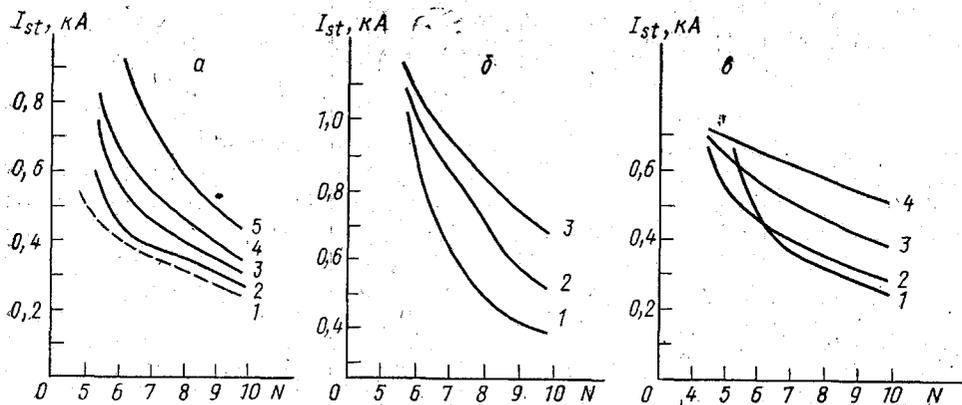


Рис. 3. Зависимости величины стартовых токов от количества ячеек в генераторе: для различных частот ω : а — основная мода, $\omega/\omega_\pi=0,95$ (1, 2), 1,0(3), 0,9(4), 0,8(5); $h=2,0$ (1) и 2,3 мм (2–5); б — мода E_{02} , $h=2,3$ мм, $\omega/\omega_\pi=1,7$ (1), 1,6(2), 1,5(3); для различных граничных условий на входе (в): $h=2,3$ мм, $\omega/\omega_\pi=0,95$, $R_{волн} = 120$ (1), 10(2), 5(3) и 3 Ом(4)

На рис. 3, б приведены пусковые токи моды E_{02} (при граничных условиях для 1-й моды) для различных значений частоты. При частоте $\omega/\omega_\pi=1,7$ значение пускового тока сравнимо с I_{st} для E_{01} . Учет различий в условиях согласования для E_{02} по сравнению с E_{01} из-за разницы в частоте увеличивает I_{st} , и для E_{02} величина $I_0 > I_{st}$ при $N=12$. Эксперименты с генераторами увеличенной длины $N=12$ и 15 показали, что действительно происходит возбуждение высших мод: диаграмма направленности излучения изменяется — уменьшается, а затем и исчезает провал в центре, характерный для моды E_{01} , генерируемый при $N=9$. Такое изменение может быть объяснено наличием несимметричных высших мод. Для расчетов с модами типа E_{0n} в уравнении (11) M_1 необходимо заменить на M_n , а в (12) использовать соответствующие моде E_{0n} значения параметров эквивалентной схемы Z_1, Z_2, Y, Z_0, Z_n .

Рассматриваемая конструкция генератора обладает выраженными резонансными свойствами, поэтому существенное влияние имеют граничные условия на входе и выходе, моделируемые импедансами Z_0 и Z_n соответственно. Выходной волновод и рупор обеспечивают удовлетворительное согласование с ЗС в области генерируемых частот, тогда как со стороны катода запредельное сужение, варьируемое в эксперименте трубчатыми вставками, сильно влияет на работу прибора. На рис. 3, в показаны значения пусковых токов при различных граничных условиях на входе — изменяется $Z_0=R$, а на выходе обеспечено идеальное согласование. Увеличение доли отражаемой энергии с уменьшением R приводит к росту I_{st} , так как изменяет продольную структуру вихревого поля — возникает колоколообразное распределение поля с максимумом в центре генератора. При условиях, близких к согласованию на входе и выходе, система имеет два максимума поля в начале и конце, что улучшает группировку и энергоотбор, особенно вблизи границы полосы прозрачности.

Продоланный анализ и сравнение его с экспериментальными данными позволяют сделать вывод об удовлетворительном согласии теоретических и экспериментальных величин пусковых токов и их зависи-

мостей от параметров РГПВ. Расчетные частоты генерируемых СВЧ колебаний практически совпадают с наблюдаемыми в эксперименте значениями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гайдук В. И., Палатов К. И., Петров Д. М. Физические основы электроники СВЧ. М., 1971. [2] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И., Плетюшкин В. А. // ЖТФ. 1981. 51, № 8. С. 1727—1732. [3] Афонин А. М., Поезд А. Д. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1985. 26, № 2. С. 31—36. [4] Вдовин В. А. Препринт ИРЭ АН СССР № 14 (432). М., 1985. [5] Ельчанинов А. С. и др. // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск, 1983, с. 152—155. [6] Смайт В. Электростатика и электродинамика. М., 1954. [7] Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М., 1963. [8] Вальднер О. А. и др. Справочник по диафрагмированным волноводам. М., 1977.

Поступила в редакцию
23.09.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 533.6.08

ДИСТАНЦИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ АЭРОЗОЛЬНЫХ ПОТОКОВ С ПОМОЩЬЮ НЕПРЕРЫВНОГО СО₂-ЛАЗЕРА

В. И. Берсенев, В. М. Гордиенко, Н. Н. Курочкин, А. В. Приезжев,
Ю. Я. Путивский

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. В настоящее время в ряде научных областей — физике, аэродинамике, метеорологии, а также в прикладных исследованиях, например по экологии, вулканологии и пр., возникла потребность в методах и системах дистанционного измерения (на расстояниях от сотен метров до десятков километров) скоростных параметров газовых и аэрозольных потоков. Ряд задач успешно решается с помощью метеорологических радаров [1, 2]. Однако в большинстве случаев в качестве существенного ограничения выступает требование минимума веса, объема и потребления энергии, что диктуется необходимостью установки системы на передвижной платформе (автофургоне, борту самолета и т. д.).

С учетом этих требований целесообразно строить измерительные системы на основе лазерных источников излучения. В качестве возможных альтернатив в этом случае выступают системы некогерентного приема и корреляционной обработки сигнала, получаемого при регистрации рассеянного лазерного излучения [3], и системы когерентного приема [4].

Принцип действия последних основан на выделении доплеровского сдвига частоты излучения, имеющего место при рассеянии зондирующего пучка на движущихся в потоке оптических неоднородностях (аэрозоле). К настоящему времени подобные системы (лазерные доплеровские измерители скорости) получили широкое применение главным образом в таких прикладных исследованиях, в которых удаленность