

Следовательно, $\beta_{\min} \approx (\alpha \hbar \omega_s b / W_s(0) D_{12})^{1/4}$, где $W_s(0) = N(0) \hbar \omega_s / \tau_s$, $b = D_{22} / D_{12}$. Можно показать, что $D_{12} = 3 \hbar \omega_s \omega_p \epsilon^2 \chi_{12}^{(3)} / 4 S$, где $\chi_{12}^{(3)} \equiv \chi^{(3)}(\omega_p + \omega_s - \omega_s)$ — спектральная компонента кубической восприимчивости.

Кварцевые оптические волокна при $\lambda \approx 1,5$ мкм имеют $\chi^{(3)} \approx 4 \cdot 10^{-33}$ (СИ), затухание до 0,2 дБ/км ($\alpha \approx 10^{-5} \text{ м}^{-1}$). В этом случае при $S = 50 \text{ мкм}^2$ будет $\alpha \hbar \omega_s / D_{12} \approx 10^{-3}$. Соответственно в случае $b \approx 1$ может быть $\beta < 1$ только при $W_s > 10^{-3} \text{ Вт}$. При этом $l \sim \beta^2 / \alpha = 10^5 \beta^2 \text{ м}$. Оценки показывают, что необходимо искать материалы с меньшим значением $\alpha / \chi_{12}^{(3)}$ и использовать какой-либо способ уменьшения b , чтобы реализация схемы стала возможной при меньшей длине взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Брагинский В. Б., Вятчанин С. П. // ДАН СССР. 1981. 259, № 3. С. 570. [2] Брагинский В. Б., Вятчанин С. П. // ДАН СССР. 1982. 264, № 5. С. 1136. [3] Imoto N., Haus H. A., Yamamoto Y. // Phys. Rev. 1985. A32. P. 2287. [4] Воронцов Ю. И. Теория и методы макроскопических измерений. М., 1989. [5] Imoto N., Saito S. // Phys. Rev. 1989. A39. P. 675. [6] Брагинский В. Б., Халили Ф. Я. // ЖЭТФ. 1988. 94, № 1. С. 151.

Поступила в редакцию
03.04.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 5

РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВИХРЕВЫХ ПОЛЕЙ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА ИНТЕНСИВНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

В. И. Канавец, А. С. Нифанов, А. И. Слепков

(кафедра радиофизики)

Развит метод теоретического анализа самосогласованного взаимодействия прямолинейного электронного потока с полями многомодовых периодических волноводов, используемых в релятивистской СВЧ-электронике. Проведенный анализ системы конечной длины показал, что вблизи поверхности волновода локализовано вихревое поле, соответствующее поверхностной волне. Влияние потока приводит к формированию увлекаемых полей, имеющих максимум в области потока. Рассеяние поля поверхностной волны и поля потока на неоднородностях системы приводит к образованию мощного приосевого излучения.

В традиционной и в релятивистской СВЧ-электронике начали широко применяться пространственно-развитые периодические волноводы [1]. Преимущественно продольное взаимодействие мощного электронного потока с электромагнитным полем в большой степени определяется электронной средой [2]. Важную роль играет взаимодействие на частоте « π »-вида моды E_{01} гофрированного и диафрагмированного волноводов [3]. Особенности взаимодействия описываются в рамках матричной методики [4]. Взаимодействие на частоте « π »-вида используется при разработках нерелятивистских ЛБВ [5], релятивистских генераторов поверхностной волны [6], многоволновых черенковских генераторов (МВЧГ) [7].

Во многих нерелятивистских и слабoreлятивистских устройствах влияние потока приводит к переменной продольной структуре вихревого поля. При переходе к интенсивным пространственно-развитым пучкам электронная среда меняет также поперечную структуру полей. Целью настоящей работы является развитие многомодового метода анализа взаимодействия потока и поля сверхразмерных (диаметр волновода $D_w \gg \lambda_{gen}$) электродинамических систем, основанного на учете переменных продольной и поперечной структур полей в секциях ограниченной длины [8]. В качестве примера рассматриваются процессы в релятивистских черенковских генераторах.

1. Матричный метод

Рассматривается отрезок сверхразмерного аксиально-симметричного волновода, соединенного в сечениях z_1 и z_2 с двумя гладкими волноводами (рис. 1, а). Задан период волновода d , глубина гофрировки

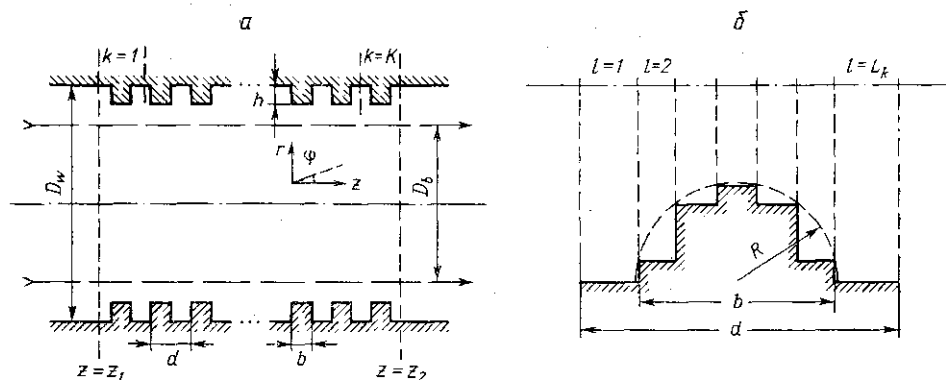


Рис. 1. Участок периодического волновода, нагруженный электронным потоком (а). Разбиение неоднородности системы на последовательность участков гладких волноводов (б)

h , фиксирована форма поверхности. Волновод возбуждается на входе полем одной выделенной моды гладкого волновода. Рассеяние полей на периодической структуре приводит к возбуждению объемных и поверхностных волн. Одна или несколько волн структуры находятся в синхронизме с волнами трубчатого электронного пучка. На выходе волновода излучается многомодовое поле.

Для матричного анализа электродинамическая система разбивается плоскостями, перпендикулярными оси системы (рис. 1, б). На каждом выделенном участке вихревое электромагнитное поле разлагается по системе ортогональных функций — модам реального гладкого волновода или волноводов сравнения:

$$\mathbf{E} = \sum_{n=1}^N c_n^+(z) \mathbf{E}_n^+ + c_n^-(z) \mathbf{E}_n^-, \quad (1)$$

$$\mathbf{H} = \sum_{n=1}^N c_n^+(z) \mathbf{H}_n^+ + c_n^-(z) \mathbf{H}_n^-,$$

где $c_n^\pm$ — комплексные коэффициенты разложения вихревого электри-

ческого E и магнитного H полей по модам гладкого волновода сравнения, а N — число рассматриваемых мод. Электронный поток описывается в рамках линейной модели волнами пространственного заряда основного типа.

Далее задача разделяется на две: определение трансформации полей на участке волновода с длиной, равной периоду системы, и решение граничной задачи для системы, заключенной между сечениями z_1 и z_2 . Рассмотрим произвольный (k -й) период электродинамической системы, который мы заменили участками волноводов сравнения (см. рис. 1, б). Матрица преобразования волн потока и поля $\mathcal{A}_l$ l -го участка гладкого волновода ($l=1, 2, \dots, L_k$) строится путем совместного решения уравнений возбуждения вихревых электромагнитных полей и линеаризованных уравнений движения для электронного потока [8]. Определение элементов матрицы $\mathcal{B}_{l,l+1}$ трансформации полей на скачке диаметра волновода основывается на проекционных соотношениях, обеспечивающих непрерывность вектора Умова—Пойнтинга [9]. Матрица преобразования полей на периоде системы G получается после перемножения матриц $\mathcal{A}_l$ и $\mathcal{B}_{l,l+1}$:

$$G = \prod_{l=1}^{L_k} \mathcal{A}_l \mathcal{B}_{l,l+1},$$

причем на входе и выходе периода выполнено матричное соотношение $X_{k+1} = GX_k$, где X — вектор длиной $2N+2$ элемента: $X = (c_1^+, c_1^-, c_2^+, c_2^-, \dots, c_N^+, c_N^-, a_1, a_2)$; $c_n^\pm$ — комплексные коэффициенты разложения (1) ($n=1, 2, \dots, N$); a_i — амплитуды нормальных волн потока ($i=1, 2$). При построении матрицы G в отличие от [8] использовались уточненные выражения для элементов, относящихся к взаимодействию потока и поля.

2. Учет граничных условий в сечениях входа и выхода

При анализе взаимодействия потока и поля в секции черенковского устройства воспользуемся приближением «холодного» согласования на входе и выходе секции. Такая ситуация соответствует условиям эксперимента, когда используются специальные согласующие рупоры [7]. Можно также считать, что секция периодического волновода на входе и выходе соединена с полубесконечными гладкими волноводами.

Будем считать, что на входе системы заданы амплитуды прямых волн, на выходе нет падающих волн и требуется определить поля излучения из секции периодической системы. Эти условия можно записать в виде матричных соотношений

$$DX_0 = Q, \quad (2)$$

$$FX_K = 0,$$

где X_0 — вектор, состоящий из амплитуд волн потока и поля на входе; X_K — вектор на выходе системы; Q — вектор размерностью $N+2$, элементами которого являются амплитуды падающих волн (N волн в структуре и две волны в потоке); D и F — матрицы трансформации полей на входе и выходе системы с размерностью $(N+2) \times (2N+2)$.

Дополняя этими соотношениями уравнения преобразования полей и волн потока на всей секции

$$G^K X_0 = X_K, \quad (3)$$

получаем замкнутую систему уравнений, из которой можно найти амплитуды волн потока и поля на входе и выходе системы.

3. Определение структуры полей

В случае достаточно длинных систем ($K > 10$) из-за экспоненциально нарастающих членов матрицы G , соответствующих запредельным модам гладких волноводов сравнения, возникают трудности при прямом решении системы линейных алгебраических уравнений.

Для решения указанной системы был разработан специальный метод, основанный на преобразованиях (1) и (2) путем разложения векторов X_0 и X_K по базису собственных векторов матрицы трансформации волн на одном периоде системы. Обозначим через $\mathcal{E}_m$ собственный вектор, λ_m — собственное значение матрицы G , $m=1, 2, \dots, 2N+2$.

Разложим вектор на входе системы X_0 по собственным векторам матрицы трансформации отдельного периода:

$$X_0 = \mathcal{E} \xi. \quad (4)$$

Здесь $\mathcal{E} = \{\vec{\mathcal{E}}_1, \vec{\mathcal{E}}_2, \dots, \vec{\mathcal{E}}_M\}$ — матрица, состоящая из собственных векторов. Перейдем от неизвестного вектора ξ к вектору θ , так что $\xi = Z\theta$, где Z — диагональная матрица,

$$Z_{mm} = \begin{cases} 1, & \text{если } |\lambda_m| \leq 1, \\ \frac{1}{\lambda_m^K}, & \text{если } |\lambda_m| > 1. \end{cases} \quad (5)$$

Учитывая (3) — (5), а также равенство $G^K \mathcal{E} = \mathcal{E} \Lambda^K$ (Λ — диагональная матрица собственных значений матрицы G), перейдем от (2) — (3) к новой системе уравнений:

$$D \mathcal{E} Z \theta = Q, \quad (6)$$

$$F \mathcal{E} \Lambda^K Z \theta = 0.$$

Уравнения (6) представляют собой систему $2N+2$ линейных алгебраических уравнений с $2N+2$ неизвестными, N — число рассматриваемых мод. Описанная процедура перехода позволяет избежать возведения собственного значения, по модулю большего, чем единица, в степень K . Система (6) разрешима относительно θ и не содержит членов, возрастающих с ростом K . После определения θ осуществляется переход к вектору ξ . Вектор X_0 находим из соотношений (4) — (5). Амплитуды волн потока и поля внутри секции на выходе k -го периода выражаем по формулам

$$X_k = \mathcal{E} \Phi^{(k)},$$

где

$$\Phi_m^{(k)} = \xi \cdot \begin{cases} \lambda_m^k, & \text{если } |\lambda_m| \leq 1, \\ \lambda_m^{-k}, & \text{если } |\lambda_m| > 1. \end{cases}$$

Продольное и поперечное распределения полей находим, используя определение вектора X и разложение (1).

4. Взаимодействие потока и поля в секции релятивистского черенковского генератора

В качестве примера применения метода исследовано взаимодействие потока и поля в секции релятивистского черенковского генератора, включая нахождение дисперсионных характеристик периодического волновода, нагруженного электронным потоком, а также определение распределений электромагнитного поля в продольном направлении и по радиусу. Точность расчетов зависит от числа учитываемых мод. Как правило, учет 5—6 запредельных мод обеспечивает точность порядка нескольких процентов.

Для черенковских генераторов характерен случай, когда в электродинамической системе наряду с объемными полями возбуждается поверхностная волна, соответствующая низшей аксиально-симметричной моде периодического волновода. Эта волна является замедленной, поэтому специальным подбором ускоряющего напряжения можно добиться совпадения фазовой скорости поверхностной волны со скоростью потока. Наибольший интерес представляет анализ взаимодействия потока и поля на частотах вблизи частоты « π »-вида границы полосы прозрачности. Вблизи точки синхронизма возникает режим, получивший название ЛОВ—ЛБВ [10].

Численно моделировалось взаимодействие интенсивного релятивистского электронного потока ($D_b=100$ мм, ускоряющее напряжение 1,8 МВ, ток пучка 12 кА) и поля периодического волновода с прямоугольными неоднородностями ($d=15$ мм, $b=5$ мм, $h=3$ мм, $D_w=140$ мм, число периодов $K=17$, рис. 1, а). Параметры выбирались в соответствии с данными эксперимента для первой секции МВЧГ трехсантиметрового диапазона [7].

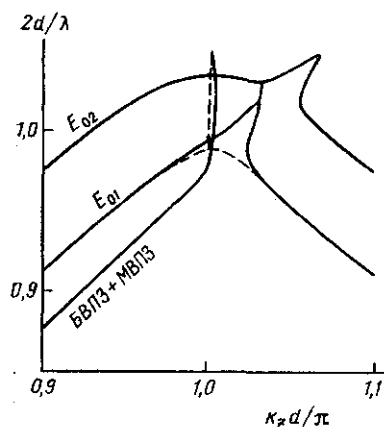


Рис. 2. Дисперсионные характеристики периодического волновода, нагруженного электронным потоком

На рис. 2 показан случай дисперсионных характеристик, когда внешнее фокусирующее магнитное поле велико. Низшая аксиально-симметричная мода является замедленной и взаимодействует с потоком. На частотах выше частот « π »-вида колебаний наблюдаются характерные разрывы, обусловленные связью быстрой (БВПЗ) и медленной (МВПЗ) волн пространственного заряда с более высокими аксиально-симметричными модами периодического волновода. Отметим, что на частотах вблизи частоты « π »-вида такие зависимости типичны и для «сглаженных» аксиально-симметричных неоднородностей, например показанных на рис. 1, б.

Влияние стенок волновода при большом общем токе трубчатого релятивистского электронного потока служит причиной возникновения конвективной неустойчивости в электронном потоке в широкой полосе частот ниже частоты «холодного» « π »-вида колебаний (пунктирная кривая). Вблизи этой частоты и выше нее область усиления переходит в область реактивного затухания, колебательные и волновые режимы связаны между собой, и требуется учет граничных условий. Черенковский генератор действует на частоте, несколько меньшей частоты

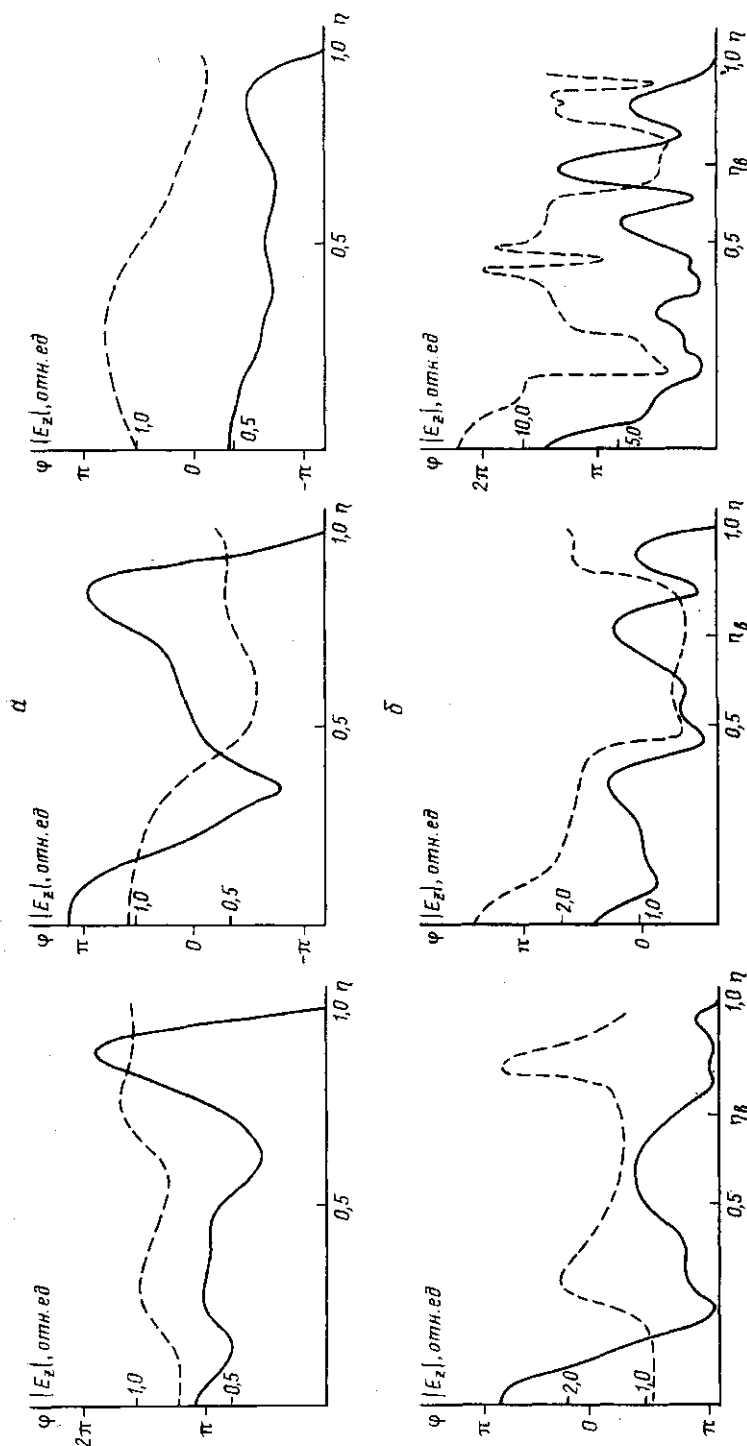


Рис. 3. Распределение амплитуд E_z (штриховые линии) и фаз поля φ (сплошные линии) по радиусу в периодическом волноводе для различных значений продольной координаты: $z = d$ (слева), $9d$ (посередине) и $16d$ (справа); $N = 9$, $\eta = 2r/D_w$. Взаимодействие с электронным потоком выключено (а) и включено (б)

«л»-вида. Механизм усиления и реактивное затухание колебаний в значительной мере определяют величину внутренних обратных связей. Механизм усиления типа ЛБВ приводит к повышению КПД устройства.

Несложно показать, что для типичных замедлений электромагнитной волны характерная длина установления поверхностной волны в периодическом волноводе в два-три раза превышает длину типичной секции МВЧГ. Эти же значения дают численные расчеты [11]. Поэтому исследование дисперсионных характеристик дает лишь качественные результаты. Изменение структуры полей при излучении анализируется матричным методом при учете граничных условий на входе и выходе рассматриваемой секции.

На рис. 3, а приведено распределение по радиусу продольной компоненты вихревого поля $E_z = |E_z| \exp(i\varphi)$, полученное в нескольких характерных сечениях в результате решения системы (6) для секции черенковского генератора с выключенным потоком. На выходе первого периода (см. рис. 3, а, слева) показана трансформация моды E_{01} гладкого волновода в поверхностную волну и другие моды периодического волновода. Получившаяся структура полей характеризуется отчетливым максимумом, соответствующим поверхностной волне, и включает ряд максимумов объемного поля. Распределение этого объемного поля слабо зависит от радиуса и соответствует модам периодического волновода более высокого порядка. В результате рассеяния полей на девяти периодах (см. рис. 3, а, посередине) происходит формирование приосевого максимума продольной компоненты напряженности электрического поля и «размывание» поля, соответствующего замедленной поверхностной волне. На выходе 16-го периода (см. рис. 3, а, справа) распределение продольной компоненты поля по радиусу более равномерное, однако структура поля не однородна, фаза поля изменяется на величину, близкую к π , и сохраняется слабый максимум, соответствующий поверхностной волне. Эта ситуация соответствует дальнейшему рассеянию поверхностной волны на неоднородностях системы в объемные поля.

На рис. 3, б приведено распределение продольной компоненты поля по радиусу при включенном взаимодействии с электронным потоком. Картина усложняется по сравнению с «холодным» случаем. В сечении выхода 9-го периода в области локализации электронного потока формируется максимум вихревого поля, амплитуда которого резко возрастает на выходе секции (см. рис. 3, а, справа). Это поле является увлекаемым полем потока. Основной энергообмен между потоком и полем происходит прежде всего через поверхностную волну, ее амплитуда возрастает вдоль секции в 10 раз. Образование мощного приосевого излучения на выходе секции связано с рассеянием поверхностной волны и поля, увлекаемого потоком, на неоднородностях волновода.

5. Выводы

Разработанная методика позволила выяснить, что в сверхразмерном периодическом волноводе конечной длины, нагруженном электронным потоком, существуют следующие особенности возбуждения вихревых полей: локализация вихревых полей вблизи поверхности волновода, соответствующая поверхностной волне в системе конечной длины, возбуждение потоком мощных увлекаемых полей с максимумом в области потока и отрыв вихревого поля от поверхности и образование мощного приосевого излучения.

[1] Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках/Под ред. В. М. Лопухина. М., 1987. [2] Канавец В. И., Мозговой Ю. Д.//Радиотехн. и электроника. 1975. 20, № 10. С. 2121. [3] Гаруца Н. А., Канавец В. И., Слепков А. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. 27, № 4. С. 37. [4] Канавец В. И., Мозговой Ю. Д., Слепков А. И.//Радиотехн. и электроника. 1986. 31, № 6. С. 1178. [5] Григоренко Л. П., Канавец В. И., Корешков Е. Н. и др.//Электронная техника. Электроника СВЧ. 1978. № 9. С. 27. [6] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др.//ЖТФ. 1981. 51, № 8. С. 1727. [7] Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И. и др.//Радиотехн. и электроника. 1987. 32, № 7. С. 1488. [8] Гаруца Н. А., Канавец В. И., Слепков А. И.//Там же. 1988. 33, № 4. С. 783. [9] Ильинский А. С., Трубников С. В.//Численные методы электродинамики. М., 1978. С. 54. [10] Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др.//ЖТФ. 1980. 50, № 11. С. 2381. [11] Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И. и др.//Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1988. С. 78.

Поступила в редакцию
06.12.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 5

УДК 530.014

КВАНТОВОЕ НЕВОЗМУЩАЮЩЕЕ ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ В СХЕМЕ КВАДРАТИЧНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

С. П. Вятчанин

(кафедра молекулярной физики и физических измерений)

Электрон, летящий вдоль диэлектрического волновода без оболочки со скоростью, близкой к фазовой, получает пропорциональный энергии фотона поперечный импульс, который и предложено регистрировать. Изложен анализ эффекта с учетом дисперсии волновода, радиационного трения и паразитного черенковского излучения. Чтобы избежать черенковского излучения и получить нужную зависимость фазовой скорости от частоты, предложено использовать гофрированный диэлектрический волновод.

Как известно, для реализации квантового невозмущающего измерения энергии (КНИЭ) необходимо иметь прибор, гамильтониан связи которого с исследуемым объектом был бы пропорционален квадрату обобщенной координаты объекта [1]. Например, энергию в электрическом контуре можно невозмущающим образом измерить, регистрируя среднюю пондеромоторную силу притяжения между пластинами конденсатора за время, много большее периода [1] (сила пропорциональна квадрату напряжения). Такая процедура дает погрешность измерения энергии $\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}$ меньше так называемого стандартного квантового предела $(\Delta\mathcal{E}/\mathcal{E})_{SQL} = 1/\sqrt{n_q}$, характерного для квазиклассических методов измерения (n_q — среднее число квантов). Кроме пондеромоторных эффектов может быть использована квадратичная нелинейность диэлектрической проницаемости [1—3]. В любом случае экспериментатор сталкивается с необходимостью обеспечить большую нелинейность и малую диссипацию. Нужного сочетания этих двух величин для реализации КНИЭ найти пока не удалось. Единственное достижение в этой области: успешное решение более простой задачи — квантового невозмущающего измерения квадратурной компоненты поля (не энергии) в оптическом диэлектрическом волноводе [4]. Недавнее предложение [5] использовать для реализации КНИЭ солитонные решения в экс-