

# Физическая аппаратура и её элементы

УДК 681.7.069.24: 53.088

## Лазерный акселерометр с динамическим изменением моды излучения

Б. В. Мелкумян

*Обсуждаются новые явления изменения пространственно-временных характеристик компонент стоячих волн света в резонаторе при его ускоренном движении. Обобщены полученные ранее результаты, на основе которых был создан автономный резонаторный датчик - акселерометр с неподвижным содержимым по патенту автора. Обсуждаются приложения и основные преимущества его применения.*

PACS: 01.65.+g, 03.30.+p, 07.60.Ly, 42.87.Bg

*Ключевые слова:* вектор излучения, прямоугольный резонатор, ускорение, фаза, частота.

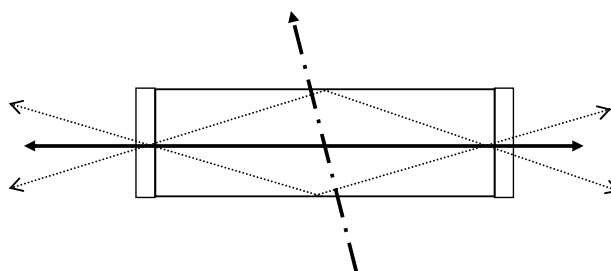
### Введение

В данной работе обобщаются некоторые полученные ранее результаты [1—11]. Открыты новые явления «оптодинамики» [2] или «динамического изменения моды лазерного излучения», которые проявляются при движении, как целого, поля с определённой фазовой структурой. Рассматривается движение поля без зарядов под действием внешних сил в пространстве.

В 1976—1978 гг. автор наблюдал явления изменения пространственно-временных характеристик лазерных пучков при изучении явлений нелинейной оптики и точных измерениях интенсивности лазерного излучения на кафедре квантовой электроники факультета физики Ереванского госуниверситета. Например, как на рис. 1. Интенсивность и пространственная структура «одномодового» до движения резонатора излучения изменялись на значительные величины (от 5 %), не соответствующие классу точности измерительных приборов и относительной стабильности электронных подсистем.

На рис. 1 сплошная двусторонняя стрелка соответствует излучению неподвижного резонатора,

а прерывистые двусторонние стрелки — возможные направления излучения из резонатора при его неравномерном линейном смещении вдоль штрих-пунктирной оси.



*Рис. 1. Оптическая схема изменения пространственно-временных характеристик излучения при неравномерном движении его резонатора вдоль штрих-пунктирной оси*

Позднее, в [9—11] были обнаружены аналогичные явления (см. раздел «Практические результаты»); далее в [1—7] были созданы прототипы АРД (автономного резонаторного датчика) — акселерометра с неподвижным содержимым по патенту автора [1].

Новые термины в работах [2—8] потребовались из-за новых явлений, поскольку «стоячая волна» (standing wave) и «пучок света» (beam of light), в среднем, подразумевают неизменность их состояния, как у «бетонной балки» (concrete beam). Однако при неравномерном движении (вращении) линейного (кольцевого) резонатора параметры стоячей волны и её компонент изменяются, а излучение переходит на другую разрешённую при данном ускорении продольную или поперечную моду колебаний.

Мелкумян Баграт Владимирович, докторант<sup>1</sup>, доцент<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>Институт общей физики РАН.

Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38.

<sup>2</sup>Московский университет им. С. Ю. Витте.

Россия, 115432, Москва, 2-й Кожуховский проезд, 12.

Тел. +7 (495) 500-03-63, доб. 41-29.

E-mail: bgo@bk.ru

Статья поступила в редакцию 25 августа 2014 г.

© Мелкумян Б.В., 2014

Багрон (baghron) — это модель «макроскопической квазичастицы», форма существования поля, которая не имеет массы в кг, но обладает энергией, инерцией и жёсткой фазовой структурой, или, другими словами, определёнными граничными условиями, определяющими собственную систему отсчёта багрона. Излучение компонент багрона выходит через рукава багрона (baghron sleeves).

Практической целью проведённых исследований является создание нового типа лазерного акселерометра по патенту [1] автора на основе линейного полупроводникового лазера, как в лазерной указке. Такой автономный резонаторный датчик (АРД) имеет габариты и энергопотребление меньше, чем у прецизионных механических акселерометров, свет из него наружу не выходит, и в нём нет движущихся или напрягающихся при движении частей.

### Теория АРД

Явления изменения состояния света, или его полной фазы, исследовались теоретически и экспериментально в неравномерно движущейся системе небольшого размера [3—5], когда все существенные элементы резонатора лазера и элементов обрамления остаются неподвижными друг относительно друга.

Обычно состояние света в пространстве определяет функция эйконала. В нашем случае функция эйконала [6] определяется изменением собственной функции (фазы), измеренным в собственной системе отсчёта, для ускоренно движущегося багрона. При этом амплитуда излучения на выходе резонатора меняется во времени, что позволяет измерять ускорение в собственной системе отсчёта резонатора.

Рассмотрим движение поля с жёсткой фазовой структурой, или определёнными граничными условиями, определяющими собственную систему отсчёта багрона. Радиус-вектор  $\mathbf{r}$  в собственной системе отсчёта багрона связан с радиус-вектором  $\mathbf{r}_0$  той же точки определённой фазы багрона в инерциальной системе отсчёта соотношением

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 - \mathbf{S}(t); \quad (1)$$

где  $\mathbf{S}(t)$  — вектор перемещения от начала отсчёта инерциальной системы любой точки фазового скелета с непостоянной скоростью  $\mathbf{v}(t) = \dot{\mathbf{S}}(t)$ . Причём точка над  $\mathbf{S}$  здесь и далее обозначает, как обычно, производную по времени вектора перемещения системы.

Можно показать [7], что с учётом (1) оператор «набла» не изменится

$$\vec{\nabla} = \left( \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) = \left( \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}_0} \right) = \vec{\nabla}_0. \quad (2)$$

Знак  $\vec{\nabla}_0$  в (2) и далее означает оператор «набла» в произвольной инерциальной системе отсчёта. С другой стороны, можно показать [7], что с учётом (1) частная производная по времени в неравномерно линейно движущейся системе отсчёта равна

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} \right)_{\mathbf{r}} = \left( \frac{\partial}{\partial t} \right)_{\mathbf{r}_0} + (\dot{\mathbf{S}}(t) \cdot \vec{\nabla}_0). \quad (3)$$

При выводе операторного соотношения (3) учтено [7], что  $(\partial \mathbf{r}_0 / \partial t)_{\mathbf{r}} = \dot{\mathbf{S}}(t)$ .

С учётом (2) и (3) можно показать [7], что уравнения Максвелла (4.1-4) для полей, измеренных в собственной неинерциальной системе отсчёта, выраженные в координатах инерциальной системы отсчёта, относительно которой происходит движение, примут вид

$$[\vec{\nabla}_0 \times \mathbf{H}] = \frac{1}{c} \left( \frac{\partial(\varepsilon \mathbf{E})}{\partial t} + (\dot{\mathbf{S}}(t) \cdot \vec{\nabla}_0) \varepsilon \mathbf{E} \right); \quad (4.1)$$

$$[\vec{\nabla}_0 \times \mathbf{E}] = -\frac{1}{c} \left( \frac{\partial(\mu \mathbf{H})}{\partial t} + (\dot{\mathbf{S}}(t) \cdot \vec{\nabla}_0) \mu \mathbf{H} \right); \quad (4.2)$$

$$(\vec{\nabla}_0 \cdot \mu \mathbf{H}) = 0; \quad (4.3)$$

$$(\vec{\nabla}_0 \cdot \varepsilon \mathbf{E}) = 4\pi \rho. \quad (4.4)$$

Здесь  $\rho$  — объёмная плотность электрического заряда,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость, а  $\mu$  — магнитная проницаемость среды. Далее рассматриваем случай  $\rho = 0$ .

Применяя операцию «ротор» к уравнениям (4.1) и (4.2), получим далее обычным способом [7] волновое уравнение (5), которое определяет изменение состояния поля при поступательном движении багрона через координаты инерциального наблюдателя.

Уравнение (5) эквивалентно одновременному выполнению уравнений (4.1-4) Максвелла в линейно движущейся системе, причём оно выполняется как для компонент векторов электрического и магнитного полей, так и для их полной фазы.

$$\Delta_0 \Phi - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} [(\dot{\mathbf{S}}(t) \cdot \vec{\nabla}_0) \Phi] + (\dot{\mathbf{S}}(t) \cdot \vec{\nabla}_0) \left[ \frac{\partial \Phi}{\partial t} + (\dot{\mathbf{S}}(t) \cdot \vec{\nabla}_0) \Phi \right] \right\}. \quad (5)$$

Необходимо подчеркнуть, что после вывода уравнения (5) автор допустил в [7] некорректное обсуждение, а именно, что: «Уравнения Максвелла останутся неизменными при неравномерном поступательном движении, если правая часть последнего волнового уравнения равна нулю. Поиск нетривиального решения для выражений в фигурных скобках приводит к решениям для комплексной фазы, или обобщённой функции эйконала, которые наблюдаются экспериментально с очень хорошей повторяемостью».

Логического противоречия здесь нет, и при «волевом занулении» правой части (5) мы действительно получим классическое волновое уравнение. И конечный результат верен, так как (как сказано там же) «при дополнительном условии» получают решения для комплексной фазы, или обобщённой функции эйконала, которые наблюдаются экспериментально с очень хорошей повторяемостью.

Однако подобные обсуждения здесь следует признать физически некорректными. Вместе с тем, далее в [7] правильно отмечается, что: «Инвариантность означает один и тот же вид уравнений (50.a-d) в любой системе».

Приведём теперь корректный подход к (5). Перебросим второе слагаемое левой части (5) в первое слагаемое правой части, под знак первой частной производной по времени. Получим после преобразований уравнение

$$\Delta_0 \Phi = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} + (\dot{\mathbf{S}}(t) \cdot \vec{\nabla}_0) \right\}^2 \Phi. \quad (6)$$

Как видим, в правой части (6) к полной фазе излучения дважды применяется оператор (3) и уравнение (6) в координатах (2) и (3) имеет тот же вид, что и волновое уравнение в неподвижной системе отсчёта в координатах инерциального наблюдателя.

Уравнения Максвелла в однородной, неподвижной относительно фазового скелета багрона среде оказываются инвариантными относительно преобразования (1), как и относительно любого другого линейного преобразования координат, в том числе преобразования Лоренца. На непросвещённый взгляд, отсюда следует невозможность существования явлений оптодинамики. Это не так.

Во-первых, явления оптодинамики, в том числе эффект Саньяка [8], наблюдаются. Во-вторых, преобразованных уравнений (4.1-4), или одного уравнения (6) мало для описания явлений оптодинамики. Так, волновое уравнение, которого обычно достаточно, записанное в виде (6), содержит несколько неизвестных функций: это полная фаза и три координаты вектора перемещения. Для определения зависимости полной фазы от вектора

перемещения необходимо три (по необходимому числу базисных решений) уравнения.

Как и ранее в [2—7], при выводе обобщённого уравнения движения линейного багрона мы дополняем (6) двумя уравнениями: для преобразования энергии и для преобразования действия при неинерциальном перемещении. Это уравнения (11; 12) для однородной задачи и уравнения (21; 23) — для обобщённой задачи.

### Однородная задача движения линейного резонатора

Для разработки метода измерения линейного ускорения на основе автономных резонаторных датчиков (АРД) без движущихся или напрягающихся частей мы записали преобразование Галилея для движущейся системы в операторной форме [2—7], как

$$\hat{E} = \hat{E}_0 - (\dot{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{P}}); \quad (7)$$

Здесь операторы:  $\hat{E}$  и  $\hat{E}_0$  — энергии поля в движущемся резонаторе и системе инерциального наблюдателя соответственно;  $\hat{\mathbf{P}}$  — оператор импульса в собственной системе, а  $\dot{\mathbf{S}}(t) = \mathbf{v}(t)$ , — скорость АРД относительно инерциальной системы отсчёта.

Уравнение (7) с учётом проблемы собственных функций — собственных значений для энергии ( $\hat{E}\Psi = E\Psi$ ) примет вид:

$$\left[ i\hbar \cdot \frac{\partial}{\partial t} + i\hbar \cdot \left( \mathbf{v}(t) \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \right] \cdot \Psi = E \cdot \Psi, \quad (8)$$

где ( $i\hbar(\partial/\partial t)$ ) — оператор энергии, а ( $-i\hbar(\partial/\partial \mathbf{r})$ ) — оператор собственного импульса поля в системе отсчёта, инерциальной до действия внешних сил.

Решение неоднородного дифференциального уравнения (8) мы искали в виде напряжённости поля, фаза которого определяет состояние системы:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cdot \exp \left[ -\frac{i}{\hbar} \cdot \hbar \Phi(t; \mathbf{r}) \right], \quad (9)$$

где  $\Phi(t; \mathbf{r})$  — фаза поля или фаза собственной функции уравнения (8).

Учитывая, что для движущейся системы  $E = \hbar\omega$ , (здесь полагаем  $\omega = \text{const}$ ) получим из (8) неоднородное дифференциальное уравнение для фазы  $\Phi(t; \mathbf{r})$  в виде

$$\dot{\Phi} + (\mathbf{v}(t) \cdot \vec{\nabla}) \Phi = \omega. \quad (10)$$

Решение (10) искали [2—7] в виде суммы  $\Phi = \Phi_0 + \Theta(t; \mathbf{r})$  решения неоднородного линейного уравнения, равного линейной части фазы при ну-

левой скорости резонатора, или  $\Phi_0 = \omega \cdot t$ ; и решения  $\Theta(t; \mathbf{r})$  однородного уравнения для нелинейной части фазы:

$$\dot{\Theta} + (\mathbf{v}(t) \cdot \vec{\nabla}) \Theta = 0. \quad (11)$$

Поскольку мы ожидаем, что изменение состояния багрона компенсирует действие внешней силы, предполагаем, что решение уравнения (11) удовлетворяет условию

$$\Theta = -(\mathbf{S} \cdot \vec{\nabla}) \Theta, \quad (12)$$

где  $\mathbf{S}$  — вектор перемещения багрона с резонатором относительно инерциальной системы.

Подчеркнём, что (11; 12) нельзя в таком виде решать совместно с (4.1-4) или (6) с высокочастотной составляющей. Необходимо прежде получить обобщённое уравнение при непостоянной частоте (25), как в следующем разделе, а потом переходить к решению однородной части. Для преобразования уравнения (11) в волновое уравнение, чтобы оно выполнялось как для компонент векторов электрического и магнитного полей, так и для их полной фазы, его продифференцировали по времени и сделали подстановку (12).

Из (11), (12) мы получили в [2—7] уравнение поступательного движения багрона при однородном начальном распределении фазы (12) и при постоянной частоте в (10) в виде

$$\ddot{\Theta} - \left\{ \frac{1}{2} (\dot{\mathbf{S}}^2) \right\} \cdot \Delta \Theta = 0. \quad (13)$$

При выводе уравнения (13) выражение в скобках получено преобразованием:

$$\begin{aligned} \left\{ (\dot{\mathbf{S}})^2 + (\mathbf{S} \cdot \ddot{\mathbf{S}}) \right\} &= \frac{d}{dt} (\mathbf{S} \cdot \dot{\mathbf{S}}) = \\ &= \frac{1}{2} \cdot \frac{d}{dt} \left( 2 \cdot \mathbf{S} \cdot \frac{d\mathbf{S}}{dt} \right) = \frac{1}{2} \cdot \frac{d^2}{dt^2} (\mathbf{S}^2). \end{aligned} \quad (14)$$

В (13) коэффициент при лапласиане не зависит явно от направления воздействия, что приводит к разделению переменных  $\Theta(t; \mathbf{r}) = T(t) \cdot V(\mathbf{r})$  и к системе уравнений (15.1-2):

$$\begin{cases} \ddot{T}(t) + \frac{(\dot{\mathbf{S}}^2)}{2 \cdot \Lambda^2} \cdot T(t) = 0; & (15.1) \\ \Delta V(\mathbf{r}) + \frac{1}{\Lambda^2} \cdot V(\mathbf{r}) = 0. & (15.2) \end{cases}$$

Мы аналитически решили уравнение (15.1) для трёх типов движения:

$$\dot{v}_1(t) = \bar{a} = \text{const}, \quad (16.1)$$

$$\dot{v}_2(t) = \bar{a} + \bar{b}t; \quad \bar{b} = \text{const}, \quad (16.2)$$

$$\dot{v}_1(t) = \bar{a} \cdot \cos(ft + \varphi_0). \quad (16.3)$$

В этой работе представлены решения при ускорениях (16.1) и (16.3). При движении с ускорением (16.2) решение схоже с (16.1), но определяется иным дробным индексом.

Например, в случае постоянного ускорения (16.1) решение (15.1) имеет вид:

$$\begin{aligned} T(t) &= \frac{(\gamma \cdot t)}{0! \cdot 1} - \frac{(\gamma \cdot t)^5}{1! \cdot 5} + \frac{(\gamma \cdot t)^9}{2! \cdot 5 \cdot 9} - \\ &- \frac{(\gamma \cdot t)^{13}}{3! \cdot 5 \cdot 9 \cdot 13} + \frac{(\gamma \cdot t)^{17}}{4! \cdot 5 \cdot 9 \cdot 13 \cdot 17} - \dots \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь параметр  $\gamma$  равен

$$\gamma = \left( \frac{3}{8} \right)^{1/4} \cdot \sqrt{(\bar{a} \cdot \Xi)}, \quad (18)$$

а  $\Xi$  — это вектор излучения (vector of radiation [6]).

При движении вида (16.3) уравнение (15.1) примет вид уравнения Матье.

$$\ddot{T}(t) + \left\{ \frac{1}{2} [(\bar{a} \cdot \Xi) \cdot \cos(f \cdot t)]^2 \right\} \cdot T(t) = 0. \quad (19)$$

Решение для (19) выражается через функцию Матье первого типа, или  $se_m\{a, q, z\}$ , как:

$$T(t) = ce_m \left\{ \frac{1}{4} \cdot \frac{(\bar{a} \cdot \Xi)^2}{f^2}, -\frac{0.125 \cdot (\bar{a} \cdot \Xi)^2}{f^2}, (f \cdot t) \right\}. \quad (20)$$

### Обобщённое уравнение движения линейного резонатора

Получим обобщённое уравнение для излучения в резонаторе из трёх уравнений. Это волновое уравнение (5), уравнение преобразования энергии (21) и уравнение преобразования действия (23) излучения в резонаторе при его неравномерном движении.

Причём в исходных уравнениях импульс введён в операторном виде, поскольку целью работы является точное измерение перемещения, которое невозможно определить одновременно с импульсом.

Все исходные уравнения записаны в собственной неинерциальной системе отсчёта через координаты инерциальной системы отсчёта, относительно которой происходит движение с непостоянной скоростью  $\dot{\mathbf{S}}(t)$ . Выбрано такое представление уравнений, поскольку практиче-

ской целью исследований является создание автономного датчика, закреплённого на объекте, параметры движения которого необходимо определить.

Механического свидетеля инерциальной системы здесь нет. Определение неравномерного движения происходит из-за регистрации разностного сигнала от двух неидентичных компонент багрона после их сведения на фотоприёмнике соответствующим образом. Разностный интерференционный сигнал показывает изменение энергии багрона на движущемся объекте, но относительно инерциального наблюдателя.

Итак, в уравнении (10) для изменения энергии при движении резонатора не будем считать частоту постоянной величиной:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + (\dot{\mathbf{S}} \cdot \vec{\nabla}_0) \Phi = \omega(t; \mathbf{r}). \quad (21)$$

Операторные уравнения описывают багрон, как систему компонент излучения. Изменение частоты излучения со временем и от точки к точке предполагает включение (для законов сохранения) той или иной компоненты в зависимости от внешних условий.

Вместо уравнения (12) для изменения действия  $A(t; \mathbf{r})$  при движении резонатора запишем уравнение (22), где  $A(0) = A(t = 0; \mathbf{r})$ :

$$A(t; \mathbf{r}) = A(0) - (\mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{P}}); \quad (22)$$

В единицах  $\hbar$  уравнение (22) примет вид

$$\Phi = \Phi(0) + (\mathbf{S} \cdot \vec{\nabla}_0) \Phi; \quad (23)$$

где  $\Phi(0) = \Phi(t = 0; \mathbf{r})$  — это начальное распределение фазы багрона.

С учётом соотношений (21) и (23) волновое уравнение (5) примет вид

$$\Delta_0 \Phi = \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \left\{ \left[ \frac{\partial}{\partial t} \omega(t; \mathbf{r}) \right] + (\dot{\mathbf{S}}(t) \cdot \vec{\nabla}_0) [\omega(t; \mathbf{r})] \right\}. \quad (24)$$

Для совместного выполнения (5) и (24) раскроем квадрат оператора (3) в (6), заменим в полученном выражении фазу в слагаемом  $(\ddot{\mathbf{S}} \cdot \vec{\nabla}) \Phi$  на фазу из (23), а величину  $\dot{\Phi}$  в слагаемом  $2(\dot{\mathbf{S}} \cdot \vec{\nabla}) \dot{\Phi}$  заменим частной производной  $\dot{\Phi}$  из (21).

Приравняв правые части (6) и (24), получим обобщённое уравнение движения линейного багрона в ускоренной системе относительно покоящейся, которое примет вид:

$$\begin{aligned} \ddot{\Phi} - \left\{ \frac{1}{2} \cdot (\ddot{\mathbf{S}}^2) \right\} \cdot \Delta_0 \Phi = \\ = \dot{\omega} - (\dot{\mathbf{S}} \cdot \vec{\nabla}_0) \omega - (\ddot{\mathbf{S}} \cdot \vec{\nabla}_0) \Phi(0). \end{aligned} \quad (25)$$

Уравнение (25) соответствует одновременно выполнению соотношений (5), (21) и (23). Для каждого неравномерного перемещения  $\mathbf{S}(t)$  и начальной фазы  $\Phi(t = 0; \mathbf{r})$  уравнение (25) определяет допустимый спектр частот и спектр векторов излучения, или собственных значений пространственной задачи при неравномерном движении багрона.

Исследуемые явления динамического изменения моды (фазы и частоты) излучения не зависят от свойств однородной среды в резонаторе, поскольку при одновременном выполнении (5), (21) и (23) в (25) пропадает явная зависимость от  $(\varepsilon; \mu = \text{const})$ .

Заметим, что в приближении постоянной (неизменяемой) частоты багрона и однородном распределении фазы в начальный момент времени уравнение (25) переходит в соотношение (13) для однородной задачи движения линейного багрона.

### Эксперименты с прототипами АРД

На основе проведённых теоретических исследований были созданы прототипы АРД [1; 3—6] на основе газовых и полупроводниковых лазеров отечественного производства. Исследовались пространственно-временные характеристики выходных сигналов прототипов при различных внешних воздействиях.

В [3—6] обсуждались «тангенсообразные» отклики АРД, зафиксированного на подвесе маятника. Конечно, у функции тангенс есть точки разрыва. Мы называли так отклик именно из-за формы сигнала в области перехода через уровень постоянной составляющей (см. рис. 2), при малом значении тангенциального ускорения вблизи точки равновесия, когда переход и изменение кривизны функции не синусоидальные.

Важным случаем неравномерного движения является движение под действием удара, когда измеряемый объект вместе с АРД движется после удара со сравнительно высоким постоянным ускорением. Пример выходного сигнала — на рис. 3.

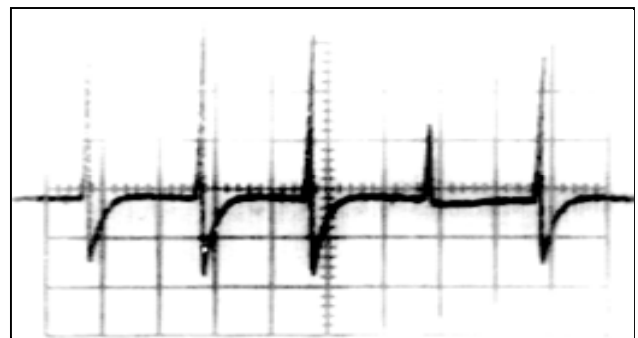


Рис. 2. Отклик АРД, зафиксированного на подвесе при малых колебаниях маятника

Здесь, на рис. 2, усиление на экране — 20 мВ/дел, а масштаб времени — 0,1 с/дел.

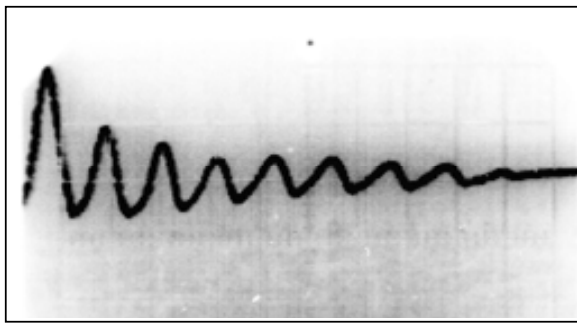


Рис. 3. Отклик АРД при постоянном ускорении. Усиление — 100 мВ/дел, масштаб времени — 10 мс/дел. Отклик дан со сдвигом (реакцией опоры) через 40 мс после удара

Отклики АРД моделировались и при вибрациях (см. рис. 4 и 5). Идентификация вида выходных сигналов и параметров движения позволит создавать ардатчики и системы на их основе для измерения движения в широких диапазонах.

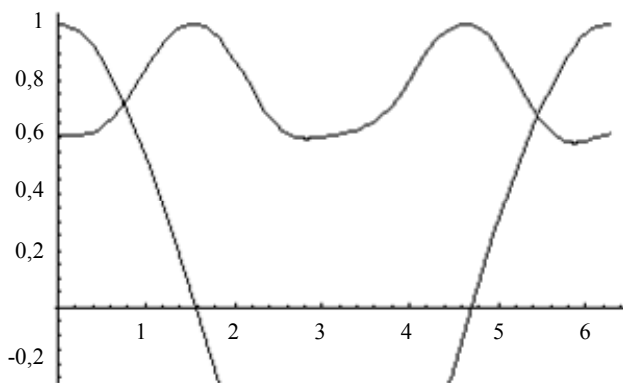


Рис. 4. Нуль выходного сигнала АРД при колебаниях зависит от амплитуды ускорения. График может перемещаться вверх—вниз, оставаясь больше нуля

Входной гармонический сигнал на рис. 4 изменяется вокруг нуля, а постоянная составляющая отклика линейного багрона при вибрациях с увеличенным ускорением приводит усилитель фотоприёмника в насыщение.

Иногда график функции отклика колебаний как бы переворачивается, что не противоречит различным видам функций Маттье. В данном случае на рис. 5 «затяжка» одного графика находится у максимума, другого — вблизи минимума. Это связано не ускорением другого знака, а с иными параметрами функции выходного сигнала.

Подчеркнём, что инертность линейного багрона, согласно предложенной теории и экспериментальным результатам, заключается в сильном искажении входного сигнала ускорения. В зависимости от воздействия, функция отклика АРД

перестаёт замечать постоянное внешнее ускорение 1 g через 1 мс и 0,1 g — через 100 мс соответственно. Время нарастания первого максимума функции (17) после возведения в экспоненту (9) при ускорении  $<10^{-6}$  g составляет до сотни секунд при малой амплитуде.

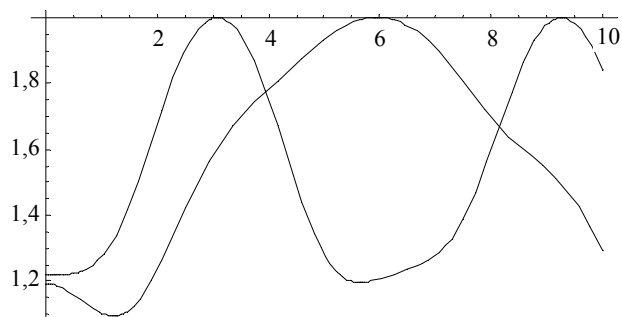


Рис. 5. Рассчитанные отклики при колебаниях АРД с явлениями «затяжек» во времени

### Сравнение АРД с существующими устройствами

**Устройства на основе кольцевого резонатора.** Основное отличие между АРД и ЛГ (кроме того, что АРД — акселерометр, а ЛГ — гироскоп) — это форма чувствительного элемента: линейная стоячая волна в АРД вместо кольцевой стоячей волны света в ЛГ.

Но кольцевой лазер, как чувствительный элемент ЛГ, имеет на выходной характеристике нелинейную часть и «зону захвата». Поэтому ЛГ на кольцевом лазере необходимо содержит в своём составе дополнительные механические или электромагнитные устройства смещения рабочей точки, соединённые с активным или пассивным кольцевым лазерным резонатором, которыми приходится управлять [8].

**Устройства на основе линейного резонатора.** Имеющиеся до устройства [1] технические решения для измерения движения на основе линейного лазера можно сгруппировать в две основные группы и третью группу — комбинацию первых двух.

Это, с одной стороны, устройства с изменением оптического пути света при движении объекта [12—14] и, с другой стороны, устройства с изменением параметров материала датчика [15—19], через который проходит свет при акустическом воздействии на объект. Комбинированные датчики — это технические решения по [20—22]; они измеряют акустическое воздействие или вибрацию объектов, но наличие напрягающихся или движущихся частей ограничивает область их применения и надёжность.

Используемые в настоящее время акселерометры на основе линейного лазера содержат в качестве чувствительного элемента напрягающиеся или движущиеся прозрачные части, через которые проходит свет при движении объекта, что ограничивает область их применения. При этом основные систематические погрешности механического акселерометра остались вместе с его основными движущимися элементами, а само изделие не стало проще или точнее.

*Ардатчик* — акселерометр на основе линейного лазера также имеет на выходной характеристике нелинейные части, но не имеет «зоны захвата» и не содержит в своём составе механические или электромагнитные устройства смещения рабочей точки. При этом приходится управлять только блоком питания и обрабатывать выходной сигнал.

фильтров в резонаторе  $\text{Nd}^{3+}$ -лазера [11]. Автор предположил, что это сильное не-доплеровское изменение параметров фазы света обусловлено неравномерным движением всей установки.

Источник света, фотоприёмник и вся установка колебались как единое целое в течение этих экспериментов из-за разряда больших электрических конденсаторов, расположенных под столом с оптической скамьёй. Массивная жёсткая оптическая скамья была фактически «подвешена» на сравнительно тонком листе «мембраны» стола. В результате разряда возникал акустический удар, являющийся причиной колебаний и неравномерного движения всей установки, как целого, и причиной изменения пространственно-временных характеристик исследуемого излучения. Это казалось коллегам невозможным. Результаты [9—11] были опубликованы без упомянутых выводов.

Таблица

Сравнительные характеристики образцов приборов

Параметры	АРД «Б-1АК» (керамический)	АРД «Б-1АМ» (металлический)	Акселерометр «АК-6»
Масса	< 0,02 кг	< 0,03 кг	0,05 кг
Габариты (с предусилителем)	12×12×32 мм	Ø12 мм × 32 мм	Ø38 мм × 21 мм
Диапазон работы	±12 g	±12 g	±7 g
Электропитание постоянным током	±5 В; +2 В; 0,1 Вт	±5 В; +2 В; 0,1 Вт	±15 В; +9 В; 100 мА
Частотный диапазон работы (вибраций)	(0÷10) кГц определяется электроникой	(0÷10) кГц определяется электроникой	(0÷100) Гц определяется свойствами подвеса
Вид выходного сигнала	аналоговый (напряж.)	аналоговый (напряж.)	аналоговый (напряж.)
Чувствительность	< 10 <sup>-6</sup> g	< 10 <sup>-5</sup> g	5·10 <sup>-7</sup> g
Нестабильность нулевого сигнала за всё время движения	не зависит от g, определяется электроникой	не зависит от g, определяется электроникой	не хуже 5·10 <sup>-5</sup> g при стабильном g, действующем на акселерометр
Нестабильность крутизны во всём динамическом диапазоне	не зависит от g, определяется электроникой	не зависит от g, определяется электроникой	не более 0,02 % при стабильном g, действующем на акселерометр

### Практические результаты

Низкочастотное изменение интенсивности излучения наблюдалось до и после 70-х годов при производстве газовых лазеров, в г. Львове и Рязани, в том числе в моноблочных устройствах с внутренними зеркалами при постоянном токе разряда. Причём одновременное измерение интенсивности с двух выходов линейного лазера показывает, что интенсивности изменяются в противофазе. Поэтому измерять решили с одного конца.

Автор обнаружил явления по рис. 1—3 также и после 1976—1978, в 1979—1980, при накачке лазеров на кристаллах с  $\text{F}^{2+}$  центрами окраски импульсным  $\text{Nd}^{3+}$ -лазером [9—10], а явления по рис. 4—5 — при исследовании полупроводниковых

В результате дальнейших исследований были созданы прототипы АРД на газовом и полупроводниковом лазере, в которых применена представленная выше теория.

АРД с неподвижным содержимым подходящей конструкции измерит воздействие в необходимой точке потока газа или жидкости.

Измерение может быть произведено или «в свободном падении», или если зафиксировать АРД на граничной мембране исследуемого объема газа или жидкости.

Идентификация вида выходных сигналов и параметров движения резонаторов лазеров позволит создавать ардатчики и системы на их основе для измерения параметров движения в широких диапазонах. Быстрая коммерциализация весьма вероятна.

### Заключение

В работе обсуждаются новые явления изменения пространственно-временных характеристик компонент стоячих волн света в резонаторе при его ускоренном движении. Обобщены полученные ранее результаты, на основе которых был создан автономный резонаторный датчик - акселерометр с неподвижным содержимым по патенту автора. Рассмотрены приложения и основные преимущества его применения.

*Автор выражает свою глубокую благодарность А. А. Рухадзе и участникам руководимого им семинара в Институте общей физики им. А. М. Прохорова РАН за полезные замечания и плодотворные обсуждения.*

### Литература

1. Melkounian B. V. Application № 08/568,815; priority date: Dec. 07, 1995; US patent № 5,652,390; date of patent: July 29, 1997. Class: 073-657.000.
2. Melkounian B. V. // Proceedings of SPIE. 2000. V. 4348. P. 4348-02.
3. Melkounian B. V. // Proceedings of SPIE. 2001. V. 4365. P. 4365-28.
4. Melkounian B. V. // Proceedings of SPIE. 2002. V. 4627. P. 4627-37.
5. Melkounian B. V. // Proceedings of SPIE. 2005. No. 5978. P. 59781Q-1
6. Melkounian B. V. // Proceedings of SPIE. 2007. No. 6736. P. 67360B-1.

7. Melkounian B. V. // Proceedings of SPIE. 2007. No. 6736. P. 67360D-1
8. Мелкумян Б. В. // Инженерная физика. 2011. № 4. С. 3.
9. Колеров А. Н., Мелкумян Б. В., Хулузуров В. М. и др. / В книге Государственного оптического института им. С. И. Вавилова "Импульсная фотометрия", С. 210—213. — Ленинград: "Машиностроение", 1981.
10. Колеров А. Н., Мелкумян Б. В., Врацкий В. А. / В книге Государственного оптического института им. С. И. Вавилова "Импульсная фотометрия", 8—9. С. 65—67. — Ленинград: "Машиностроение", 1984.
11. Колеров А. Н., Мелкумян Б. В., Нестеренко В. М. и др. / В книге Государственного оптического института им. С. И. Вавилова "Импульсная фотометрия", 8—9. С. 62—64. — Ленинград: "Машиностроение", 1984.
12. Sugimoto Hiroshi. US patent No 4,768,381; date of patent: Sep. 6, 1988. Class 073-657.000 et al.
13. Makowski M., David. US patent No 4,905,519; date of patent: Mar. 6, 1990. Class 073-657.000 et al.
14. Gergely John S. US patent No 4,922,095; date of patent: May 1, 1990. Class 250-227.17 et al.
15. Seidel Helmut; Deimel Peter. US patent No 4,848,871; date of patent: Jul. 18, 1989. Class 350-96.29 et al.
16. Keck Roland; Kruger Bertold. US patent No 5,153,677; date of patent: Oct. 6, 1992. Class 356—358.
17. Chan Helen L. W.; Chiang Kin S. US patent No 5,297,436; date of patent: Mar. 29, 1994. Class 073-657.000 et al.
18. Shajenko Peter. US patent No 4,422,167; date of patent: Dec. 20, 1983. Class 367-149 et al.
19. Twerdochlib Michael. US patent No 4,900,919; date of patent: Feb. 13, 1990. Class 250-227 et al.
20. Killian Kevin M. US patent No 4,900,918; date of patent: Feb. 13, 1990. Class 250-227.
21. Finch George W.; Udd, Eric. US patent No 4,534,222; date of patent: Aug. 13, 1985. Class 73-653 et al.
22. Couch Robert D.; Lenderking Bruce N. US patent No 4,408,495; date of patent: Aug. 11, 1983. Class 73-655 et al.

## Laser accelerometer with dynamic change of the radiation mode

B. V. Melkounian

A. M. Prokhorov General Physics Institute, RAS  
38 Vavilov str., Moscow, 119991, Russia  
E-mail: bgo@bk.ru

Received August 25, 2014

*We discuss new phenomena of altering of the spatial-temporal characteristics of the components of standing waves of light in the cavity during accelerated motion of the cavity. The earlier theoretical results that provide to create the autonomous resonatory device — accelerometer with fixed content based on the patent of the author are summarized. The applications and the main benefits of its application are discussed.*

PACS: 01.65.+g, 03.30.+p, 07.60.Ly, 42.87.Bg

*Keywords:* autonomous resonatory device, laser accelerometer.



## References

1. B. V. Melkounian, Application № 08/568,815; priority date: Dec. 07, 1995; US patent № 5,652,390; date of patent: July 29, 1997. Class: 073-657.000.
2. B. V. Melkounian, Proceedings of SPIE **4348**, 4348-02 (2000).
3. B. V. Melkounian, // Proceedings of SPIE **4365**, 4365-28 (2001).
4. B. V. Melkounian, // Proceedings of SPIE **4627**, 4627-37 (2002).
5. B. V. Melkounian, // Proceedings of SPIE, No. 5978, 59781Q-1 (2005)
6. B. V. Melkounian, // Proceedings of SPIE, No. 6736, 67360B-1 (2007).
7. B. V. Melkounian, // Proceedings of SPIE. No. 6736, 67360D-1 (2007)
8. B. V. Melkounian, Inzhenernaya Fizika, No. 4, 3 (2011).
9. A. N. Kolerov, B. V. Melkounian, V. M. Khulugurov, et al., in Book "Pulsed Photometry" (GOI, Mashinostroenie, Leningrad, 1981), pp. 210—213.
10. A. N. Kolerov, B. V. Melkounian, and V. A. Vratsky, in Book "Pulsed Photometry" (GOI, Mashinostroenie, Leningrad, 1984), pp. 65—67.
11. A. N. Kolerov, B. V. Melkounian, V. M. Nesterenko, et al., in Book "Pulsed Photometry" (GOI, Mashinostroenie, Leningrad, 1984), pp. 62—64.
12. Sugimoto Hiroshi, US patent No 4,768,381; date of patent: Sep. 6, 1988. Class 073-657.000 et al.
13. Makowski M. David, US patent No 4,905,519; date of patent: Mar. 6, 1990. Class 073-657.000 et al.
14. Gergely John S, US patent No 4,922,095; date of patent: May 1, 1990. Class 250-227.17 et al.
15. Seidel Helmut; Deimel Peter. US patent No 4,848,871; date of patent: Jul. 18, 1989. Class 350-96.29 et al.
16. Keck Roland; Kruger Bertold, US patent No 5,153,677; date of patent: Oct.6, 1992. Class 356—358.
17. Chan Helen L. W.; Chiang Kin S., US patent No 5,297,436; date of patent: Mar. 29, 1994. Class 073-657.000 et al.
18. Shajenko Peter, US patent No 4,422,167; date of patent: Dec. 20, 1983. Class 367-149 et al.
19. Twerdochlib Michael, US patent No 4,900,919; date of patent: Feb. 13, 1990. Class 250-227 et al.
20. Killian Kevin M., US patent No 4,900,918; date of patent: Feb. 13, 1990. Class 250-227.
21. Finch George W.; Udd, Eric., US patent No 4,534,222; date of patent: Aug. 13, 1985. Class 73-653 et al.
22. Couch Robert D.; Lenderking Bruce N., US patent No 4,408,495; date of patent: Aug. 11, 1983. Class 73-655 et al.