

**ФИЗИЧЕСКИЕ И ТЕХНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ
МИКРО- И ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ**

УДК 535: 681.5

Ю. В. Есипов, В. А. Иванов, М. А. Касьяненко

(Ростов-на-Дону)

**АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННО НЕУСТАНОВИВШЕГОСЯ
РЕЖИМА В ВОЛНОВОДЕ**

Исследован пространственно неустановившийся режим передачи оптического излучения в волноводе, образуемый под действием механических возмущений. В рамках лучевой теории предложена математическая модель функции светопропускания сердцевины короткого волновода. Разработаны алгоритм и программа расчета, позволяющие получать функции дифференциального преобразования вида напряжение сжатия (σ) – интенсивность неполяризованного узконаправленного оптического излучения (I). На основании полученных результатов возможно как дифференциальное преобразование и измерение механических возмущений, так и обратнодифференциальная модуляция амплитуды интенсивности неполяризованного оптического излучения в изотропном волноводе.

Введение. При передаче оптического излучения (ОИ) в волноводах под действием механических возмущений в виде деформационных и акустических волн происходит нарушение полного внутреннего отражения (ПВО), появляются вытекающие и расщепленные лучи или возникает эффект связанных волн [1–3]. Совокупность этих эффектов обуславливает пространственно неустановившийся режим (ПНР) передачи излучения по волноводу.

Используя указанные эффекты, можно, с одной стороны, управлять параметрами ПНР передачи излучения и, с другой стороны, с помощью регистрации изменения параметров ОИ измерять и преобразовывать механическое возмущение. Математическая модель процесса для этих задач одна и та же.

Математическое описание ПНР передачи излучения по волноводу приводится в [3–6]. Вопросам исследования ПНР под действием в материале волновода механических возмущений посвящены работы [2, 5, 6]. Однако имеются лишь единичные результаты [1, 2, 7, 8], раскрывающие связь параметров вытекающих мод с параметрами акустических волн и деформаций. В [2] применительно к многомодовым волноводам получены экспериментальные данные о функциях преобразования. Кроме того, отметим, что в волноводах ПНР всегда рассматривался как паразитный эффект [3, 5] и разрабатывались меры и способы избавления от него [4–6].

С точки зрения измерительных преобразователей датчики механических возмущений на основе ПНР в настоящее время разрабатываются как последовательные измерительные цепи [2, 9]. Однако если регистрировать упругооптическое взаимодействие как в подложках, так и в сердцевине волновода путем удержания вытекающих лучей в подложке и осуществления отдельного вывода ОИ из подложек и сердцевины, то при определенных условиях снимаемые оптические сигналы являются противофазными, а само преобразование оказывается дифференциальным [8]. Тогда, как известно [9], можно воспользоваться преимуществами такого вида преобразования, обеспечивая независимость измеряемой величины от амплитуды входного оптического сигнала, более высокую устойчивость к действию помех и в целом линейность преобразования.

В настоящем сообщении применительно к короткому планарному изотропному волноводу развиты результаты работы [8]. Проводится исследование пространственно неустановившегося режима передачи оптического излучения в волноводе, возмущенного волнами сжатия. Данный режим характеризуется нарушением полного внутреннего отражения в волноводе, образованием вытекающих и расщепленных лучей и формированием переменной структуры расщепления лучей по длине волновода. Анализируются условия преобразования и требования к акустическим характеристикам материалов.

В рамках лучевой теории получена система аналитических выражений, представляющая собой математическую модель функции светопропускания сердцевины короткого волновода. Построены самосогласованный алгоритм и программа расчета, позволяющие исследовать ПНР передачи оптического излучения в возмущенном волноводе и получать функции светопропускания волновода заданных размеров и упругооптических свойств. Делается вывод о возможности дифференциального преобразования вида напряжение сжатия (σ) – интенсивность неполяризованного узконаправленного оптического излучения (I). Все это рассматривается при выполнении условий квазиоднородности и квазистационарности взаимодействия механических волн сжатия и сдвига (p - и s -волн) с изотропным упругооптическим материалом волновода.

Основные условия и соотношения. В плоской геометрии XOZ рассматривается двухслойный волновод, состоящий из подложки с показателем преломления n_0 и сердцевины с показателем преломления n_1 . На наружные грани подложки и сердцевины нанесено отражающее покрытие, имеющее в заданном диапазоне напряжений коэффициент отражения, равный 1. В сердцевину вводится неполяризованное ОИ, которое имеет узкую диаграмму направленности (ДН), характеризуемую телесным углом Ω_1 . Само излучение распространяется в пределах углов $[\theta_1, \theta_1 + \Omega_1]$, где θ_1 – угол падения граничного луча ДН. Для дальнейшего рассмотрения ОИ разбивается по элементарному углу $\delta\theta_q$, где $q=1, Q$, а Q – количество разбиений на элементарные лучевые трубки (элементарные лучи) интенсивностью

$$i_q = I_{\text{вх}} / Q. \quad (1)$$

Здесь $I_{\text{вх}}$ – интенсивность ОИ на входе в волновод.

Упругооптические материалы сердцевины и подложки, помимо технологической и конструктивной совместимости, выбираются исходя из следующих требований:

1. Критический угол ПВО волновода $\theta_{кр} = \arcsin(n_0/n_1)$ находится из соотношения

$$\theta_1 \leq \theta_{кр} < \theta_1 + \Omega_1, \quad (2)$$

причем для расширения динамического диапазона преобразований желательно, чтобы $40^\circ \leq \theta_{кр} \leq 75^\circ$.

2. Зависимость показателя преломления $n_0(\sigma)$, $n_1(\sigma)$ от механического напряжения σ должна удовлетворять условию форсажа эффекта нарушения ПВО:

$$\frac{\Delta n(\sigma)}{\Delta n(\sigma = 0)} < 1, \quad (3)$$

где $\Delta n(\sigma) = n_1(\sigma) - n_0(\sigma)$; $\sigma = \sigma_1/E$ – безразмерное напряжение; E – модуль Юнга; σ – напряжение сжатия.

Толщина подложки h_0 , сердцевины h_1 и их длина L выбираются с учетом технологии измерения исходя из соблюдения условий квазиоднородности преобразования в виде

$$h \leq l_{эф}/20 \text{ – в поперечном направлении,} \quad (4)$$

$$L \leq l_{эф}/20 \text{ – в продольном направлении.}$$

Здесь $l_{эф}$ – эффективная длина волны измеряемого механического возмущения.

Условие квазистационарности преобразования записывается в виде

$$v_{МВ} < c \frac{\sin \theta_{кр}}{\gamma_m n_c}, \quad (5)$$

где $v_{МВ}$ – скорость распространения механического возмущения (звука) в материале волновода; c – скорость света в вакууме; γ_m – максимальное число отражений от сердцевины «вытекших» в подложку лучей; n_c – показатель преломления среды.

На рис. 1 применительно к одному элементарному лучу интенсивностью i представлена картина преобразования пространственно неустановив-

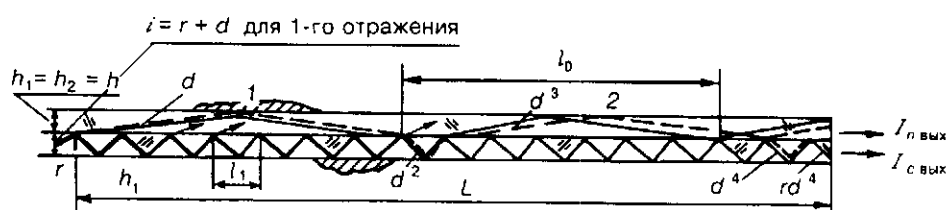


Рис. 1. Схема хода луча с расщеплением в волноводе длиной L при количестве отражений в подложке $\gamma = 2$ и количестве отражений в сердцевине за третий неполный ход $\beta = 2$

шегося режима передачи. При $\theta_1 < \theta_{1\text{кр}}$ происходит расщепление луча на отраженный r в сердцевину и преломленный d в подложку. Для упрощения понимания картины лучи обозначены через их интенсивности. Причем при первом расщеплении $i = r + d$. При последующем распространении эти лучи претерпевают на границе раздела сердцевина – подложка (СП) последующие расщепления с образованием лучей разной интенсивности, зависящей от количества расщеплений, слоев распространения и оптической длины пути. Уже из рис. 1 можно видеть, что интенсивность дошедших до выхода волновода расщепленных лучей сильно зависит от угла преломления θ_1 . При $\theta_1 \approx 90^\circ$ количество расщеплений луча в коротком волноводе весьма мало.

Для последующего анализа ПНР передачи ОИ рассмотрим типы траекторий лучей. Для лучей r и d выделим следующие основные типы траекторий (рис. 2): a – затухающие отражения луча r (d) в сердцевине (подложке); b – последовательные расщепления лучей r и d в подложке и сердцевине; c – одно (двух и т. д.)-кратные погружения луча r (d) в подложку (сердцевину). На основании этих типов траекторий могут образовываться всевозможные комбинации траекторий. Причем суммарное число траекторий луча i на выходе из сердцевины

$$N_{i\Sigma} = \sum_{\gamma_1=1}^{\gamma_m} \frac{(\gamma_1 + p(\gamma_m - \gamma_1) + \beta)!}{\gamma_1! (p(\gamma_m - \gamma_1) + \beta)!} \quad (6)$$

Определим параметры, введенные в формуле (6). Обозначим геометрическую длину хода луча d в подложке как l_0 , а луча r в сердцевине как l_1 (см. рис. 1), причем

$$\begin{aligned} l_0 &= 2h_0 \operatorname{tg} \theta_1, \\ l_1 &= 2h_1 \operatorname{tg} \theta_1. \end{aligned} \quad (7)$$

Для описания в общем случае переменного числа расщеплений вследствие изменения напряжения введем вещественные величины $x = L/l_1, y = L/l_0$, целые части которых обозначим как $\alpha = \operatorname{ent}(x), \gamma = \operatorname{ent}(y)$, а дробные – $\xi = \operatorname{mant}(x)$ и $\eta = \operatorname{mant}(y)$ соответственно. Видно, что параметры α и γ соответственно определяют количество расщеплений луча r в сердцевине и

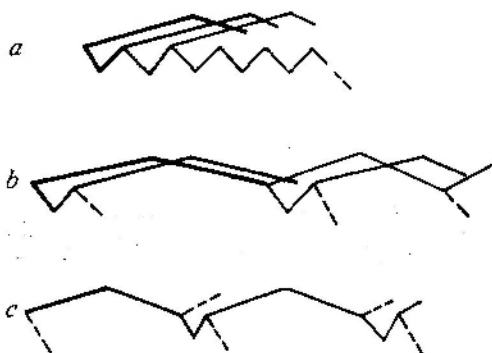


Рис. 2. Типы траекторий лучей в волноводе

количество расщеплений луча d в подложке. Переменное число ходов луча l , укладываемых в один ход луча d , определяется отношением x/y , целую часть которого обозначим $p = \text{ent}(x/y)$. И наконец, обозначим число расщеплений луча r на последнем неполном ходе луча d перед его выходом из подложки как $\beta = \text{ent}(\eta I_0/I_1)$. Параметр γ_m (6) описывает максимальное число расщеплений луча d в подложке, поэтому $\gamma_m = \gamma$.

Определим интенсивности лучей r и d . Введенное условие квазиоднородности позволяет малые коэффициенты Френеля считать независимыми от длины волновода. Поэтому интенсивность выходного излучения определяется структурой расщеплений лучей, т. е. структурой текущего ПНР передачи излучения и приложенным текущим напряжением. Выразим малые коэффициенты Френеля как функции безразмерного напряжения в виде [2, 8]

$$r = (r_s + r_p)/2; \quad d = (d_s + d_p)/2, \quad (8)$$

где r_s, r_p, d_s, d_p – коэффициенты отражения и преломления поперечной (s) и продольной (d) составляющих электрической компоненты E -вектора плоской электромагнитной волны (элементарного луча i).

При каждом расщеплении луча (см. рис. 1) его интенсивность равна произведению соответствующих коэффициентов Френеля. Этим выражается зависимость интенсивности ОИ от напряжения σ , для чего необходимо определить только количество лучей и их интенсивность. Таким образом, интенсивность ОИ на выходе из сердцевин (подложки) $I_{\text{вых}l(0)}$ определяется как сумма интенсивностей всех дошедших до выхода лучей.

Для длинных волноводов число расщепленных лучей стремится к бесконечности ($N_\Sigma \rightarrow \infty$), а интенсивность отдельного луча – к нулю. Поэтому в рамках лучевой оптики общего решения для $I_{\text{вых}l(0)}$ применительно к длинным волноводам, по всей видимости, не существует. В настоящей работе приводятся результаты, полученные для $I_{\text{вых}l(0)}$ при $\gamma \leq \gamma_m = 3$. Ход рассуждений и вывод зависимостей иллюстрируются рис. 3.

Приведем найденные выражения:

$$I_{\text{вых}l(0)}(\theta_{iq}) = \sum_{\gamma=0}^{\gamma_m=3} I_{l\gamma}(r, d, \gamma_m, \beta, p), \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} I_{l(\gamma=0)} &= r^{(\gamma_m p + \beta + 1)} = r^{(\alpha + 1)}; \\ I_{l(\gamma=1)} &= [(\gamma_m - 1)p + \beta + 1] d^2 r^{(\gamma_m - 1)p + \beta + 1}; \\ I_{l(\gamma=2)} &= [(\gamma_m - 2)p + \beta + 1] d^2 r^{(\gamma_m + \beta + 1)} + \\ &+ [0.5(\beta + 1)(\beta + 2) - (\beta + 1)] d^4 r^{(\gamma_m - 2)p + \beta - 1}; \\ I_{l(\gamma=3)} &= (\beta + 1) d^2 r^{\beta + 2} + 2d^4 r^\beta \sum_{j=2}^{\beta} (j - 1)(\beta + 1 - j). \end{aligned}$$

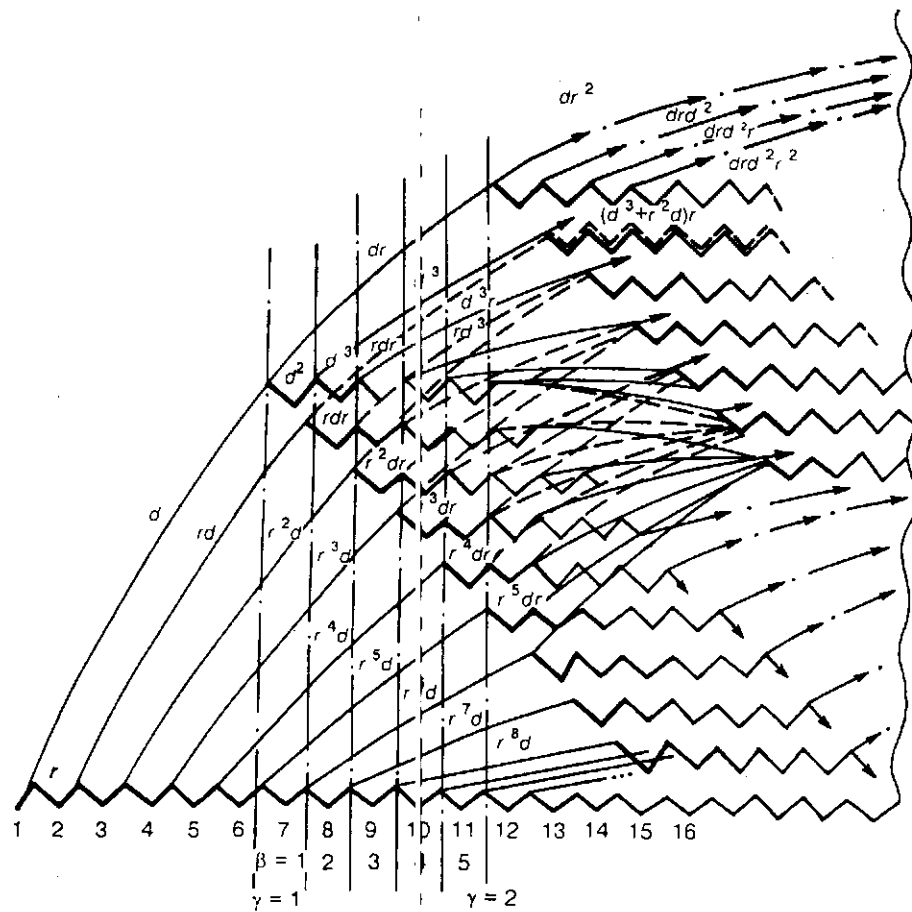


Рис. 3. Схема расщепления лучей в волновводе и наложения их в сердцевине по ее длине

Поскольку $\theta_{кр}$ есть функция от σ , а $\theta_{кр} = \arcsin(n_0(\sigma)/n_1(\sigma))$, то и параметры γ_m, β, p также зависят от σ . Кроме того, эти параметры зависят и от θ_i . Поэтому при варьировании θ_i и σ пространственная картина расщепления и наложения лучей может сильно изменяться.

В результате суммирования интенсивностей всех элементарных расходящихся лучевых трубок i_q интенсивность узконаправленного ОИ на выходе сердцевины

$$I_{вых}(\sigma) = \int_{\theta_i}^{\theta_i + \Omega_1} I_{выхiq}(\theta_{iq}, \sigma) d\theta_i \approx \sum_{q=1}^Q I_{выхiq}(\theta_{iq}, \sigma), \quad (10)$$

где

$$\theta_{iq} = \theta_i + \Omega_1(1 - q/Q). \quad (11)$$

Тогда функция светопропускания τ_1 сердцевинки волновода определяется как

$$\tau_1(\sigma) = I_{\text{вых}}(\sigma) / I_{\text{вх}} \quad (12)$$

Если пренебречь поглощением ОИ в материале волновода, то функция светопропускания подложки

$$\tau_0(\sigma) = 1 - \tau_1(\sigma) \quad (13)$$

Таким образом, функции $\tau_0(\sigma)$, $\tau_1(\sigma)$ противофазно описывают изменение напряжения сжатия, преобразуя его в отношение интенсивностей ОИ, снимаемого с выхода сердцевинки и подложки.

Для последующей обработки сигнала может использоваться мостовая (компенсационная) схема либо аналоговый алгебраический сумматор, реализующий функцию (см., например, [10])

$$\sigma = K(I_{\text{cp}} + 0,5(I_0 - I_1)) \quad (14)$$

где I_0 , I_1 – противофазные аналоговые оптические сигналы на выходе подложки и сердцевинки; I_{cp} – среднее значение сигнала, соответствующее, например, точке пересечения функций светопропускания; K – размерный коэффициент преобразования.

Численное моделирование и анализ. Основываясь на изложенных выше результатах, исследуем волновод, преобразующий волну сжатия на основе эффекта нарушения ПВО. Возьмем планарный волновод, имеющий толщину слоев $h = h_1 = h_0 = 0,2$ мм и длину $L = 20$ мм. В качестве материала выберем пару Se – $\text{As}_{12}\text{Se}_{55}\text{Ge}_{33}$ (селен – халькогенидное стекло), образующую систему подложка – сердцевинка. На основе значений акустооптических

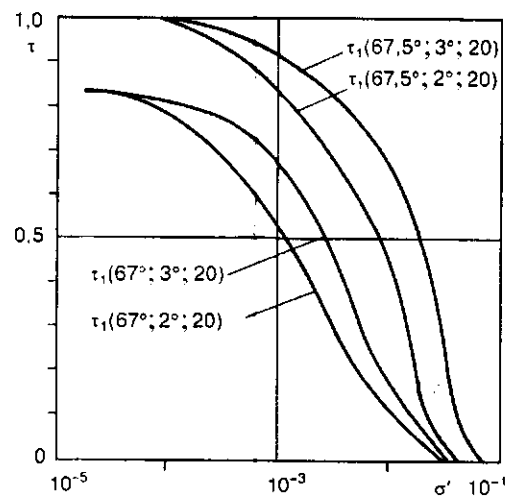


Рис. 4. Расчетные зависимости функции светопропускания $\tau_1(\theta_n, \Delta\theta, L)$ сердцевинки при $\theta_n = 67.5; 67^\circ; \Delta\theta = 2; 3^\circ$ и $L = 20$ мм. Волновод выполнен из пары Se – $\text{As}_{12}\text{Se}_{55}\text{Ge}_{33}$

характеристик материалов [11, 12] получены следующие зависимости показателей преломления от напряжения сжатия:

$$n_0(\sigma) = 2,497 + 5,602\sigma, \quad n_1(\sigma) = 2,700 + 3,021\sigma.$$

Начальное (невозмущенное) значение критического угла световода $\theta_{кр}(\sigma=0) = 67^\circ 48'$. Отметим, что условия (2), (3) при этом выполняются.

Угловая диаграмма направленности ОИ характеризуется следующими параметрами: $\theta_1 = 67,5^\circ$; 67° и $\Omega_1 = 2^\circ$; 3° .

Для проведения вычислений по формулам (6)–(12) составлены само-согласованный алгоритм и программа расчета на ЭВМ. При этом число разбиений по углу варьировалось в пределах $Q = 30, \dots, 50$. Шаг квантования по σ выбирался переменным. Графики функции светопропускания $\tau(\sigma)$ для выбранных вариантов углов ввода и телесных углов представлены на рис. 4. Из графиков видно, что даже для «жестких» материалов, какими являются халькогенидные стекла, диапазон измерения σ довольно большой. При узконаправленном ОИ функция τ_1 весьма чувствительна к углу ввода $\theta_1 = \theta_n$. Диапазон линейного преобразования $\tau(\sigma)$ небольшой. Это объясняется тем, что вклад многократно расщепленных лучей в суммарную выходную интенсивность ОИ невелик.

Заключение. Методами лучевой теории проведено исследование пространственно неустановившегося режима передачи оптического излучения в волноводе, возмущенного волнами сжатия. Данный режим характеризуется нарушением полного внутреннего отражения в волноводе, образованием вытекающих и расщепленных лучей и формированием переменной по длине волновода структуры расщепления лучей. Предложена математическая модель функции светопропускания сердцевинки короткого волновода. Разработаны алгоритм и программа расчета, позволяющие для любых материалов и параметров направленности оптического излучения получать функции дифференциального преобразования вида напряжение сжатия (σ) – интенсивность неполяризованного узконаправленного оптического излучения (I). На основании этого становится возможным как дифференциальное преобразование и измерение механических возмущений, так и обратнодифференциальная модуляция амплитуды интенсивности неполяризованного ОИ в изотропном волноводе.

Результаты исследований могут оказаться полезными при разработке помехоустойчивых усилителей для измерителей параметров детонационных и акустических волн в диапазоне частот до 10 МГц, а также при разработке помехоустойчивых амплитудных модуляторов неполяризованного оптического излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шандаров В. М., Антипов Н. С., Буримов Н. И., Серебрянников П. Я. Акусто-оптический модулятор на вытекающих модах планарного волновода // XV Всесоюз. конф. «Акустоэлектроника и физическая акустика твердых тел». Л., 1991.
2. Бусурин В. И., Носов Н. Ю. Волокно-оптические датчики. Теория, расчет, применение. М.: Энергоатомиздат, 1990.
3. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов: Пер. с англ. М.: Мир, 1987.
4. Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1974.

5. Унгер Х.-Г. Планарные и волоконные оптические волноводы. М.: Мир, 1980.
6. Ярич А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1989.
7. Elagon C. O., Rogowski R. S. Axial strain insensitivity of weakly guiding optical fibers // Opt. Eng. 1994. 33, N 2, P. 498.
8. Есипов Ю. В., Могильченко И. Н. Определение функций светопропускания двух-канального упругооптического световода для дифференциального граничного преобразования механических возмущений // Автометрия. 1995. № 6. С. 91.
9. Электрические измерения неэлектрических величин. М.: Высш. шк., 1975.
10. Панков Б. Н. О новых схемах интегральных фотоэлектрических преобразователей для дифференциального приема оптических сигналов // Автометрия. 1995. № 6. С. 107.
11. Никулин В. Х., Петровский Г. Т. Акустические свойства некоторых стекол группы флинтов // Стекло и керамика. 1989. № 8. С. 15.
12. Балакший В. И., Парыгин Н. П., Чирков С. А. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
13. Шевченко В. В. Формулы сдвига в теории диэлектрических волноводов // Изв. вузов. Сер. Радиоэлектроника. 1983. 26, № 5. С. 9.

Поступила в редакцию 15 ноября 1996 г.

Реклама продукции в нашем журнале – залог Вашего успеха!