

росте, а не вследствие неравномерного разогрева кристалла из-за поглощения УЗ волны. Подробное исследование однородности светозвукопровода показало, что максимальное изменение $\Delta n \cdot V_{\text{вз}}$ по длине составляет около 0.05 %, что соответствует сдвигу резонансной частоты взаимодействия для $\lambda = 1.15$ мкм на 80 кГц.

Таким образом, созданный нами АОФ на $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ длиной 43 мм обладает спектральным расширением, почти в 2 раза лучшим, чем кварцевый АОФ длиной 180 мм. А коллинеарная акустооптическая эффективность M_2 по оценкам в 5 раз лучше, чем у кристаллического кварца. Достигнутая эффективность 70 % при электрической мощности 8 Вт, позволяет использовать его в качестве дисперсионного элемента высокого разрешения в спектральных приборах, в частности, в перестраиваемых лазерах ближнего ИК диапазона.

В заключение можно сделать вывод, что малое затухание в $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$ на частотах коллинеарной дифракции в ближнем ИК диапазоне позволяет в несколько раз увеличивать длину кристалла, что, как и применение более однородных кристаллов, приводит к увеличению селективности $\sim 10^4$.

Список литературы

- [1] Балакий В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [2] Визен Ф. Л., Захаров В. М., Калинин Ю. К. и др. // ПТЭ. 1979. № 6. С. 170.
- [3] Авокянц Л. П., Антипов В. В., Киселев Д. Ф. и др. // ФТТ. 1986. Т. 28. Вып. 2. С. 170.
- [4] Блистанов А. А., Вискун Т. Г., Мазур М. М. и др. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 1. С. 189—192.
- [5] Harris E., Nich S. T. K., Eiegelson R. S. // Appl. Phys. Lett. 1970. Vol. 17. N 5. P. 223—225.
- [6] Оптические материалы для инфракрасной техники. М.: Наука, 1965.

Поступило в Редакцию

22 февраля 1989 г.

В окончательной редакции

11 апреля 1990 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 60, в. 9, 1990

© 1990 г.

К ОЦЕНКЕ НЕКОТОРЫХ КОРПУСКУЛЯРНО-ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНИЧЕСКИХ ОТКЛОНЯЮЩИХ СИСТЕМ

А. М. Кизнер, В. В. Радченко, И. Ф. Спивак-Лавров

Уравнение траектории нерелятивистской заряженной частицы в средней плоскости $\theta = \pi/2$ конических отклоняющих систем [1, 2] может быть записано в виде

$$\sigma' = 1 - \frac{\Phi'}{2\Phi} \operatorname{tg} \sigma - \frac{h}{\sqrt{2\Phi} \cos \sigma}. \quad (1)$$

Здесь используются сферические координаты r, θ, ψ , выбранные таким же образом, как в [1-3]; штрихи обозначают дифференцирование по ψ , считается, что координата ψ вдоль траектории изменяется монотонно; $\Phi(\psi)$ — распределение безразмерного электромагнитного потенциала в средней плоскости, причем потенциал равен нулю в том месте, где равна нулю скорость частиц; $\sigma = \operatorname{arctg}(r'/r)$; $h(\psi) = (erH)/(mc^2)$, где H — величина напряженности магнитного поля в средней плоскости, e — заряд частицы, m — масса покоя частицы, c — скорость света в вакууме. Переменная $\sigma(\psi)$ определяет угол между лежащими в средней плоскости нормалью к лучу $\psi = \operatorname{const}$ и касательной к траектории в точке ее пересечения с этим лучом.

Согласно вириальной теореме в чисто электростатическом поле конических отклоняющих систем осуществимы только инфинитные траектории. Для исследования характера этих траекторий воспользуемся выражением, которое получается в результате интегрирования (1) при $h \equiv 0$,

$$\frac{\sin \sigma}{\sin \sigma_0} = \sqrt{\frac{\Phi_0}{\Phi}} \exp \int_{\psi_0}^{\psi} \frac{d\psi}{\operatorname{tg} \sigma}. \quad (2)$$

Здесь индексом «нуль» отмечены значения переменных при $\psi = \psi_0$. Во многих практических интересных случаях формула (2) может быть использована для нахождения функции $\sigma(\psi)$ методом последовательных приближений, при этом в качестве нулевого приближения можно использовать закон, аналогичный закону Шнеллпуса в световой оптике,

$$\frac{\sin \sigma}{\sin \sigma_0} = \sqrt{\frac{\Phi_0}{\Phi}}. \quad (3)$$

В этом приближении угловая дисперсия по энергии определяется выражением

$$D_{xp} = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \sigma_B \left(1 - \frac{\Phi_0}{\Phi_B}\right). \quad (4)$$

Считается, что электростатическое поле конической отклоняющей системы сосредоточено в секторе $\psi_0 < \psi < \psi_B$, а индексом B отмечено значение переменных при $\psi = \psi_B$.

Рассматривая изменение угла Ψ между касательной к траектории и осью y декартовой системы координат, согласованной со сферической, можно показать, что изменение этого угла $\Delta \Psi_B = \Psi_B - \Psi_0$ для одиночной системы удовлетворяет следующим неравенствам: в случае, если в области движения σ не изменяет знак, $|\Delta \Psi_B| \leq \Psi_B - \psi_0$, в противоположном случае при $\sigma_0 < 0$ $|\Delta \Psi_B| \leq (\pi/2) + |\sigma_0| - \psi_B - \psi_0$.

При монотонном изменении потенциала абсолютная величина угла поворота $\Delta \Psi_B$ скорости частицы удовлетворяет неравенству

$$|\Delta \Psi_B| \leq |\psi_B - \psi_0| + \sigma_0 - \operatorname{arctg} \frac{1}{M}, \quad (5)$$

где M — максимальное в области $\psi_0 \leq \psi \leq \psi_B$ значение функции $|\Phi'/2\Phi|$.

Как следует из (5), даже при реализации такого электростатического поля в полном секторе от $\psi_0 = -\pi$ до $\psi_B = \pi$ нельзя осуществить поворот вектора скорости частицы на угол, больший, чем $5\pi/2$.

В чисто магнитном поле в области, где величина $B = h/\sqrt{2\Phi} = \text{const}$, интегрирование уравнения (1) приводит к соотношению

$$\sigma + \frac{B}{\sqrt{(1-B)(1+B)}} \ln \frac{\sqrt{1-B} + \sqrt{1+B} \operatorname{tg} \sigma/2}{\sqrt{1-B} - \sqrt{1+B} \operatorname{tg} \sigma/2} = \psi + C, \quad (6)$$

где C — постоянная интегрирования.

При $\sigma = \sigma_1 = \sigma(\psi_1) = \operatorname{arccos} B$ осуществляется траектория типа логарифмической спирали. Считается, что B отлично от нуля в сегменте $\psi_1 \leq \psi \leq \psi_2$. Ограничимся в дальнейшем рассмотрением ситуации, когда $\sigma(0) = 0$, которая возникает, например, в случае симметричной осевой траектории пучка. Для такой траектории

$$r(\omega) = r(0) \frac{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\sigma}{2}}{1 + \frac{B+1}{B-1} \operatorname{tg}^2 \frac{\sigma}{2}}. \quad (7)$$

Параметр B имеет простой физический смысл, он равен отношению r к радиусу кривизны траектории. Для частицы, движущейся по круговой траектории, $B = 1$. Если частица движется в магнитном поле, для которого $B > 1$, то связь между B и σ_0 в случае симметричной осевой траектории $r(\psi)$ определяется трансцендентным уравнением

$$\frac{2B}{\sqrt{(B-1)(B+1)}} \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{B+1}{B-1}} \operatorname{tg} \frac{\sigma_1}{2} \right) = \frac{\gamma_H}{2} + \sigma_1, \quad (8)$$

где считается, что $\psi_1 = -\psi_2 = -(\gamma_H/2)$.

При этом выражение для угловой дисперсии по массе конусовидной призмы, приведенное в [3], можно представить в виде

$$D_{mH} = \frac{\operatorname{tg} \sigma_1}{(B+1)(B-1)} \left[B^2 + (B-1) \frac{\gamma_H + 2\sigma_1}{4 \operatorname{tg} \frac{\sigma_1}{2}} \left(1 + \frac{B+1}{B-1} \operatorname{tg}^2 \frac{\sigma_1}{2} \right) \right]. \quad (9)$$

Таким образом, формулы (8) и (9) решают задачу нахождения угловой дисперсии по массе D_{mH} магнитных конусовидных призм. Отметим, что в нерелятивистском приближении для таких призм угловая дисперсия по энергии $D_{xp} = D_{mH}$.

Если конические отклоняющие системах магнитные и электрические поля пространственно разделены, то к ним также применимы развитые методы расчета дисперсии. В качестве примера рассмотрим диспергирующие свойства конусовидной ахроматичной призмы с большой угловой дисперсией по массе [3]. Для этой призмы $\gamma_H=208^\circ$, $B=1.248$, а формулы (8) и (9) дают $\alpha_1=-\alpha_2=32^\circ$ и $D_{mH}=3.754$.

Электрическое поле призмы создается симметрично расположенными электродами, границы которых лежат в полуплоскостях $\psi=\pm(\gamma_E/2)$. Для рассматриваемой призмы $\gamma_E=294.8^\circ$, а $\Phi_0=\Phi_B$. Будем считать, что в промежутках $-(\gamma_E^*/2) < \psi < -(\gamma_H/2)$ и $\gamma_H/2 > \psi > \gamma_H/2$ между границей магнита и эффективными преломляющими гранями электростатического поля частица движется прямолинейно. Положение эффективных преломляющих граней задается значениями $\psi=\pm(\gamma_E/2)$, которые определяют экстремумы функции $\Phi'/2\Phi$. Они смещены от границы электродов в сторону электрода с меньшим потенциалом, так что $\Delta\gamma_E=-(\gamma_E^*/2)-(\gamma_E/2)$. На рисунке схематически показана симметричная осевая траектория пучка в ахроматичной призме [3] в области $\psi > 0$. Штриховыми линиями указаны положения полуплоскостей $\psi=\pm(\gamma_H/2)$, $\psi=\pm(\gamma_E/2)$, а штрихпунктиром $-\psi=\pm(\gamma_E^*/2)$.

Распределение электростатического потенциала в призме описывается четной функцией Φ , причем при $\psi > 0$ $\Phi(\psi)$ определяется выражением

$$\Phi(\psi) = \Phi_1 + 2 \frac{\Phi_0 - \Phi_1}{\pi} \operatorname{arctg} \exp \frac{\pi}{\kappa} \left(\psi - \frac{\gamma_E}{2} \right), \quad (10)$$

которое справедливо при малых углах κ между обращенными к средней плоскости образующими конических поверхностей [2]. Для рассматриваемой ахроматичной конусовидной призмы $\kappa=5^\circ$, а отношение потенциалов на электродах $\Phi_1/\Phi_0=16.69$, при этом максимуму функции $\Phi'/2\Phi$ соответствует значение $\Delta\gamma_E=1.5^\circ$, а угол падения частицы на выходную эффективную преломляющую грань $\sigma_{1B}=13^\circ$. Считая, что на этой грани выполняется закон Снеллиуса $\sin \sigma_{1B}/\sin \sigma_B = \sqrt{\Phi_0/\Phi_1}$, и учитывая симметрию поля и осевой траектории, найдем дисперсию призмы по энергии

$$D_{xp} = \operatorname{tg} \sigma_B \left[1 - \frac{\Phi_0}{\Phi_1} (1 + \operatorname{ctg} \sigma_{1B} D_{mH}) \right]. \quad (11)$$

Условие ахроматичности $D_{xp}=0$ сводится к соотношению

$$\frac{\Phi_1}{\Phi_0} = \operatorname{ctg} \sigma_{1B} D_{mH} + 1, \quad (12)$$

откуда $\Phi_1/\Phi_0=17.26$. Подставляя значение Φ_1/Φ_0 в закон Снеллиуса, найдем $\sigma_B = -\sigma_0 = 69^\circ$. Для угловой дисперсии по массе получим при тех же условиях выражение

$$D_m = D_{mH} \frac{\operatorname{ctg} \sigma_{1B}}{\operatorname{ctg} \sigma_B}, \quad (13)$$

что дает значение $D_m=42.4$. Отметим, что путем численного интегрирования в работе [3] получены следующие значения приведенных параметров: $\Phi_1/\Phi_0=16.69$, $D_m=47.9$, $\sigma_B=67.1^\circ$. Таким образом, полученные в работе простые выражения для вычисления параметров траектории и диспергирующих свойств конусовидных ахроматичных призм являются достаточно точными. В то же время они обладают такими неоспоримыми достоинствами, как простота и наглядность, они естественно дополняют развитые в предыдущих работах точные методы расчета корпускулярно-оптических свойств конических отклоняющих систем.

- [1] Гликман Л. Г. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 10. С. 1986—1991.
 [2] Доскеев Г. А., Спивак-Лавров И. Ф. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 1. С. 144—153.
 [3] Гликман Л. Г., Спивак-Лавров И. Ф. // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1985. № 2. С. 75—83.

Актюбинский педагогический институт

Поступило в Редакцию
 17 марта 1989 г.
 В окончательной редакции
 20 января 1990 г.

06; 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 9, 1990

© 1990 г.

ОСОБЕННОСТИ ОБРАТНОГО ИОННОГО ОБМЕНА В $\text{H} : \text{LiNbO}_3$ СВЕТОВОДАХ

В. А. Ганьшин, Ю. Н. Коркишко

Ранее [1, 2] сообщалось о возможности протекания обратного ионного обмена во всех типах ионообменных структур, в частности процесса $\text{Li}^+ \rightleftharpoons \text{H}^+$ в протонообменных $\text{H} : \text{LiNbO}_3$ световодах при обработке их в расплаве нитрата лития LiNO_3 . Практическое значение процесса обратного протонного обмена (ОПО) состоит в том, что с его помощью могут быть изготовлены погруженные планарные световоды высокого оптического качества в кристаллах ниобата лития (НЛ). По сравнению с комбинированным процессом легирования НЛ титаном и окисью магния [3] метод ОПО изготовления погруженных структур имеет несомненные технологические преимущества.

В данной работе исследуются особенности протекания ОПО в структурах $\text{H} : \text{LiNbO}_3$ на Z-срезах НЛ. С этой целью определялись и анализировались профили деформаций в структурах (метод кривых качания, дифрактометр ДРОН-0.5, монохроматор Si (333), излучение $\text{Cu } K_{\alpha 1}$, регистрация вблизи угла отражения от плоскости (00.12) НЛ). По известной методике [4] для различных возможных функций распределения деформаций рассчитывались кривые качания (КК), которые затем сопоставлялись с экспериментальными и корректировались до наилучшего их совпадения. Определялись также профили показателя преломления (ППП) о-луча $n(z)$ по глубине по спектру эффективных показателей преломления (ЭПП) TE -мод (ЭПП на длине волны 633 нм измеряли с помощью призмы из силиката висмута; ППП восстанавливали кусочно-линейной аппроксимацией в приближении ВКБ [5]).

Исходные структуры $\text{H} : \text{LiNbO}_3$ для последующего ОПО были получены в расплаве дигидрофосфата аммония [6] при температуре 270 °С в течение 5 ч. Структуры поддерживали распространение 18 направляемых TM -мод. Процесс ОПО проводился в расплаве нитрата лития при температуре 270 °С. Для учета влияния сопутствующего обмену отжига одновременно при тех же условиях отжигался образец-спутник.

Расплав $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$, согласно [7], является по отношению к НЛ сильнокислотным. В сформированных в нем световодных структурах концентрация протонов высока и часть из них находится в междоузлиях кристаллической решетки. Известно [7], что путем кратковременного отжига можно снизить эту концентрацию и получить световоды со свойствами, присущими образцам после легирования в слабокислотных расплавах, например в стеариновой кислоте. В этом смысле сильнокислотное легирование представляет собой наиболее общий случай протоно-литиевого обмена. Процесс его протекает с участием всех трех важнейших механизмов, а именно: продвижение фазы $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$, которая характеризуется определенным параметром деформации решетки НЛ и показателями преломления (ПП) (А); ионообменная диффузия $\text{H}^+ \rightleftharpoons \text{Li}^+$ в этой фазе по механизму замещения (Б1); то же, по межузельному механизму (Б2); ионообменная диффузия $\text{H}^+ \rightleftharpoons \text{Li}^+$ в твердом растворе в самом НЛ (за пределами фазы $\text{H}_x\text{Li}_{1-x}\text{NbO}_3$) по механизму замещения (В).

На рис. 1, а представлены КК образцов после различного времени ОПО, на рис. 1, б — КК образцов-спутников после простого отжига. Видно, что в обоих случаях основной дифракционный пик остается неизменным. Форма же диффузионного пика претерпевает существенные изменения от времени процесса ОПО и отжига.