

Влияние невязимного эффекта на работу коллинеарного акустооптического фильтра

Ю.С.Доброленский, В.Б.Волошинов, Ю.А.Зюрюкин

На примере коллинеарного акустооптического взаимодействия в двулучепреломляющем кристалле проведены теоретические и экспериментальные исследования невязимного эффекта. Показано, что на частотах ультразвука ~ 1 ГГц и выше этот эффект существенно сказывается на параметрах современных акустооптических приборов, в частности перестраиваемых акустооптических фильтров. Получены оценки невязимного эффекта для различных акустооптических материалов.

Ключевые слова: акустооптическое взаимодействие, невязимный эффект, коллинеарный акустооптический фильтр, ниобат лития.

1. Введение

Взаимодействие электромагнитных и акустических волн широко применяется в модуляторах, дефлекторах и фильтрах для управления параметрами оптического излучения во времени и в пространстве. Акустооптическое (АО) взаимодействие может быть также использовано в оптоэлектронных приборах, работающих в системах оптической связи или обработки сигналов [1–7]. В частности, в оптике, квантовой электронике и лазерной технике большое распространение получили АО фильтры, позволяющие выделить из оптического сигнала со сложным спектром одну или несколько составляющих с узким частотным спектром. Известно, что одним из режимов взаимодействия, активно используемым в АО фильтрах, является коллинеарная брэгговская дифракция, при которой волновые и лучевые векторы света и ультразвука коллинеарны. В этой геометрии можно реализовать наибольшую длину взаимодействия оптической и акустической волн, что соответствует дифракционной решётке с большим числом штрихов. Как известно, при увеличении числа штрихов решётки сужается полоса пропускания фильтра и, следовательно, повышается его спектральное разрешение $R = \lambda/\Delta\lambda$, где λ – длина волны света, $\Delta\lambda$ – ширина полосы пропускания [1–4]. В настоящее время лучшие коллинеарные АО фильтры, например использующиеся в волоконно-оптических линиях связи, имеют разрешающую силу $10^3 - 10^4$ [5–8].

По мере развития акустооптики происходит освоение диапазона всё более высоких частот, и в настоящее время созданы АО устройства, в которых звуковая волна возбуждается на частотах вплоть до нескольких гигагерц

[9, 10]. На таких высоких частотах становятся заметными эффекты, которыми до настоящего времени обычно пренебрегали. К их числу относится невязимость АО взаимодействия, которая заключается в различии параметров АО дифракции при распространении света в противоположных направлениях.

Известно, что при АО взаимодействии вследствие эффекта Доплера происходит сдвиг частоты продифрагированного света относительно частоты падающей световой волны [1–4]. При изменении направления распространения света на противоположное и неизменном направлении распространения ультразвука этот сдвиг меняет знак. Из векторных диаграмм [1–4] следует, что частота ультразвука F , соответствующая условию брэгговского синхронизма, также оказывается различной для этих двух случаев, причём смещение частоты δF имеет место при любой геометрии АО взаимодействия, а его величина пропорциональна частоте акустической волны. Расчёт показывает, что при частотах $F \approx 1$ ГГц и длинах волн излучения видимого диапазона спектра, относительное изменение акустической частоты брэгговского синхронизма $\delta F/F \sim 10^{-4}$. С другой стороны, обратное спектральное разрешение $1/R = \Delta\lambda/\lambda$ в АО фильтрах имеет тот же порядок. Так как в АО ячейках $\Delta\lambda/\lambda = \Delta F/F$ [1], где ΔF – ширина полосы акустических частот, изменение частоты вследствие эффекта Доплера оказывается сравнимым с шириной полосы пропускания устройства. Это и указывает на необходимость учёта невязимного эффекта при проектировании сверхвысокочастотных АО приборов, например фильтров высокого спектрального разрешения.

Несмотря на то что невязимный эффект при АО взаимодействии рассматривался в ряде публикаций [11–17], его роль остаётся недостаточно изученной, особенно для случая анизотропной дифракции света. Настоящая работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию невязимного эффекта на примере коллинеарной дифракции. Такая геометрия выбрана потому, что в этом случае ширина полосы пропускания устройства оказывается наименьшей и, следовательно, невязимный эффект наиболее заметен. Как известно, коллинеарный режим взаимодействия может быть реализован в кри-

Ю.С.Доброленский, В.Б.Волошинов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: volosh@phys.msu.ru, dobrolenskiy@phys.msu.ru

Ю.А.Зюрюкин. Саратовский государственный технический университет, Россия, 410054 Саратов, ул. Политехническая, 77; e-mail: phys@sstu.ru

Поступила в редакцию 5 июля 2007 г., после доработки – 28 сентября 2007 г.

сталлах ниобата лития, кварца, молибдата кальция, теллура и Ti_3AsSe_3 (TAS) [1]. Наши экспериментальные исследования были проведены с использованием кристалла LiNbO_3 при $\lambda = 632.8$ нм и $F = 883$ МГц.

2. Невязимный эффект при АО взаимодействии

Как известно, в отсутствие фазовой расстройки волновые векторы падающего света k_i , продифрагировавшего света k_d и ультразвука K образуют замкнутую тройку векторов. При дифракции в +1-й порядок выполняется условие $k_d = k_i + K$, а при дифракции в -1-й порядок – условие $k_d = k_i - K$. При этом векторные диаграммы обычно строятся так, что векторы k_i и k_d заканчиваются на одной и той же волновой поверхности (при изотропной дифракции), т. е. имеют одинаковую длину. В действительности же, как было отмечено во Введении, частоты падающего и продифрагировавшего света немного отличаются друг от друга. Следовательно, незначительно различаются и длины их волновых векторов $k_{i,d}$, поскольку волновое число k и показатель преломления n связаны соотношением $k = (\omega/c)n$, где ω – круговая частота, c – скорость света в вакууме, а направление вектора k совпадает с направлением волновой нормали. В частности, при дифракции в +1-й порядок $\omega_d > \omega_i$ (где ω_i и ω_d – частоты падающего и продифрагировавшего света соответственно) и $|k_d| > |k_i|$. В случае же дифракции в -1-й порядок $\omega_d < \omega_i$ и $|k_d| < |k_i|$. Из этого в свою очередь следует, что в указанных случаях волновой вектор K и акустическая частота брэгговского синхронизма также различны.

Невязимный эффект при изотропном АО взаимодействии подробно исследован в работе [13], где было получено выражение для обусловленного эффектом Доплера смещения частоты ультразвука при синхронизме

$$\delta F = \frac{4n^2 V^2}{\lambda c}, \quad (1)$$

где V – скорость звука в кристалле. Из (1) следует, что невязимный эффект сильнее проявляется в материалах с высокой скоростью звука и большим показателем преломления. Кроме того, т. к. частота F пропорциональна отношению V/λ , то $\delta F \sim F$, т. е. смещение частоты пропорционально самой частоте.

Рассмотрим теперь случай коллинеарной АО дифракции. Как известно, на практике применяется только анизотропная (низкочастотная) коллинеарная геометрия [1], векторная диаграмма для которой, соответствующая дифракции в +1-й порядок, показана на рис.1 сплошными линиями. Из рассуждений, аналогичных приведённым выше, ясно, что с учётом описанных поправок диаграмма должна быть модифицирована и вместо векторов k_d и K должны быть введены векторы k'_d и K' , изображённые на рис.1 штриховыми линиями. С учётом этого модули волновых векторов взаимодействующих волн (здесь и далее штрихи опущены) определяются соотношениями

$$k_i = \frac{\omega_i}{c} n_i, \quad k_d = \frac{\omega_d}{c} n_d, \quad K = \frac{\Omega}{V}. \quad (2)$$

Здесь n_i и n_d – показатели преломления для света на частотах ω_i и ω_d , различные в силу анизотропного характера дифракции; Ω – частота ультразвука. За счёт эффекта Доплера $\omega_d = \omega_i + \Omega$, и, следовательно, можно записать

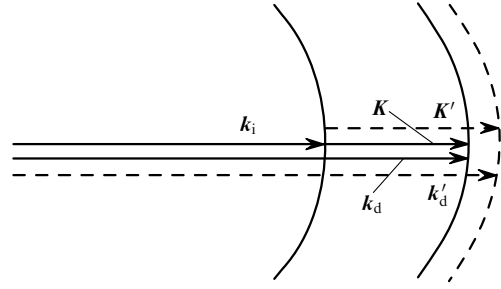


Рис.1. Векторная диаграмма коллинеарного АО взаимодействия.

$$k_d = \frac{\omega_i + \Omega}{c} n_d. \quad (3)$$

Невязимный эффект даёт поправку не только к частоте продифрагировавшего света ω_d , но и (за счёт дисперсии) к показателю преломления n_d . Обозначим добавку к показателю преломления как

$$\delta n_d = n_d - n_{d0}, \quad (4)$$

где n_{d0} – показатель преломления n_d на частоте ω_i . Тогда выражение для изменения волнового числа продифрагировавшего света запишется в виде

$$\delta k_d = \frac{\omega_i + \Omega}{c} (n_{d0} + \delta n_d) - \frac{\omega_i}{c} n_{d0}. \quad (5)$$

Раскрывая скобки в (5), получаем

$$\delta k_d = \frac{\Omega n_d + \omega_i \delta n_d}{c}. \quad (6)$$

С другой стороны, из выражения (2) следует, что изменение длины волнового вектора ультразвука $\delta K = \delta \Omega / V$. Так как $\delta k_d = \delta K$ (условие синхронизма), то для изменения частоты ультразвука $\delta \Omega$ имеем выражение

$$\delta \Omega = \frac{(\Omega n_d + \omega_i \delta n_d) V}{c}, \quad (7)$$

или

$$\delta F = \frac{(F n_d + f_i \delta n_d) V}{c}, \quad (8)$$

где f_i – частота падающего света.

Как известно, в коллинеарной геометрии взаимодействия частота F определяется выражением [1]

$$F = \frac{\Delta n V}{\lambda_i}, \quad (9)$$

где $\Delta n = |n_o - n_e| = |n_d - n_i|$ – двулучепреломление материала; n_o и n_e – показатели преломления для о- и е-волн соответственно; λ_i – длина волны падающего света. Подставляя (9) в (8) и учитывая, что $c = \lambda_i f_i$, получаем

$$\delta F = \frac{\Delta n n_d V^2}{\lambda_i c} + \frac{\delta n_d V}{\lambda_i}. \quad (10)$$

В то же время изменение показателя преломления δn_d можно представить как

$$\delta n_d = \frac{dn_d}{d\lambda} \delta \lambda. \quad (11)$$

Здесь $dn_d/d\lambda$ характеризует дисперсию показателя преломления, а $\delta \lambda$ – разность длин волн продифрагировав-

шего и падающего света. Очевидно, что $\delta\lambda/\lambda_i = -\delta\omega/\omega_i = -\Omega/\omega_i$ и, следовательно, справедливо соотношение

$$\delta\lambda = -\lambda_i \frac{\Omega}{\omega_i} = -\lambda_i \frac{F}{f_i}, \quad (12)$$

которое с учётом (9) приводится к виду

$$\delta\lambda = -\frac{\lambda_i \Delta n V}{c}. \quad (13)$$

Подставив (13) в (11), а полученный результат в (10), имеем

$$\delta F = \frac{n_d \Delta n V^2}{\lambda_i c} \left(1 - \frac{\lambda_i}{n_d} \frac{dn_d}{d\lambda} \right). \quad (14)$$

Легко видеть, что в случае нормальной дисперсии ($dn/d\lambda < 0$) невязимый эффект усиливается. Однако расчёт показывает, что для большинства АО материалов второе слагаемое в (14) примерно на порядок меньше первого.

Как уже говорилось, при обращении направления распространения падающего света будет происходить дифракция в противоположный по знаку (в данном случае в -1 -й) порядок. Очевидно, что в этом случае сдвиг акустической частоты будет таким же по величине, но противоположным по знаку (нелинейностью функции $dn/d\lambda$ на малом интервале длин волн можно пренебречь). Таким образом, разность частот ультразвука, соответствующих строгому выполнению условия синхронизма, при распространении света в противоположных направлениях, равна удвоенному выражению (14):

$$\delta F = \frac{2n_d \Delta n V^2}{\lambda_i c} \left(1 - \frac{\lambda_i}{n_d} \frac{dn_d}{d\lambda} \right). \quad (15)$$

Анализ векторных диаграмм показывает, что, хотя частота продифрагировавшего в $+1$ -й порядок света всегда больше, чем в -1 -й, взаимное расположение волновых векторов k_i , k_d и K может быть выбрано так, что акустическая частота дифракции в первом случае будет больше, чем во втором. Однако и в этой ситуации при распространении падающего света в противоположных направлениях смещение частоты ультразвука имеет разные знаки и соотношение (15) остаётся справедливым. Более того, при обращении направления распространения света и одновременной смене оптической моды падающего излучения дифракция будет происходить в один и тот же порядок, но невязимый эффект будет иметь место и в этом случае. Если же изменить порядок дифракции только за счёт оптической моды, то добавка к частоте ультразвука будет иметь один и тот же знак и невязимого эффекта не будет. Таким образом, необходимым и достаточным условием проявления невязимого эффекта является обращение направления распространения света, а не смена порядка дифракции.

Следует отметить, что АО взаимодействие существует не на строго определённой частоте, а в некоторой полосе частот. При коллинеарной дифракции эта полоса (полоса пропускания коллинеарного АО фильтра), определяемая по уровню 0.5 от максимальной эффективности дифракции, задаётся выражением [1]

$$\Delta F = \frac{0.8\lambda_i F}{\Delta n L} = \frac{0.8V}{L}, \quad (16)$$

где L – длина взаимодействия.

Очевидно, что при $\delta F \ll \Delta F$ невязимый эффект не оказывает существенного влияния на работу фильтра. Если

Табл.1. Расчётные значения $\delta F/\Delta F$ при коллинеарной АО дифракции для различных материалов.

Кристалл	Направление	Звуковая мода	λ (мкм)	V (км/с)	F (МГц)	$\delta F/\Delta F$ (%)
SiO ₂	[100]	L	0.63	5.72	80	8
CaMoO ₄	[100]	S	0.63	2.95	50	4
Tl ₃ AsSe ₃	[100]	L	10.6	2.05	10	2
LiNbO ₃	[100]	L	0.63	6.60	890	70
Te	[100]	L	10.6	2.45	320	17
TeO ₂	[110]	S	0.63	0.616	150	8

Примечание: L – продольная акустическая мода; S – поперечная акустическая мода.

же $\delta F \sim \Delta F$ или $\delta F > \Delta F$, то смещение акустической частоты за счёт невязимого эффекта оказывается сравнимым с шириной полосы пропускания или даже превышает её. Поэтому на практике важна не величина δF , а отношение $\delta F/\Delta F$, которое получается из (15) и (16):

$$\frac{\delta F}{\Delta F} = \frac{2.5n_d \Delta n V L}{\lambda_i c} \left(1 - \frac{\lambda_i}{n_d} \frac{dn_d}{d\lambda} \right). \quad (17)$$

Результаты расчётов $\delta F/\Delta F$ для нескольких наиболее распространённых АО материалов приведены в табл.1. Длина взаимодействия L примерно соответствует реальным АО устройствам (например, для кварца $L = 7.5$ см, а для ниобата лития $L = 4$ см).

Необходимо отметить, что во всех АО кристаллах существуют направления, в которых геометрия коллинеарного взаимодействия невозможна из-за отсутствия фотоупругого эффекта (так называемые запрещённые направления). К этим направлениям относится, например, приведённое в табл.1 направление [110] кристалла TeO₂. Однако в работах [18, 19] было показано, что такая геометрия взаимодействия также может быть использована на практике для расходящихся пучков света.

Данные табл.1 подтверждают, что невязимый эффект начинает сказываться при приближении акустических частот к гигагерцевому диапазону. Наибольшее значение $\delta F/\Delta F$ согласно данным табл.1 достигается при использовании ниобата лития. Это и обусловило выбор данного кристалла в качестве материала для регистрации и экспериментального исследования невязимого эффекта.

3. Экспериментальное исследование невязимого эффекта

Для регистрации невязимого эффекта была использована АО ячейка на кристалле ниобата лития, спроектированная и созданная в Саратовском государственном техническом университете под руководством одного из авторов настоящей работы – Ю.А.Зюрюкина. Схема ячейки показана на рис.2.

Пьезопреобразователь из плёночного оксида цинка находился на торцевой грани ячейки, скошенной под углом 5° к плоскости YZ кристалла. Возбуждаемая преобразователем продольная акустическая волна проходила по кристаллу и, отразившись от его противоположной грани, распространялась в обратном направлении под небольшим углом к падающей волне. Направление распространения отражённой волны совпадало с осью X кристалла. В этом же (или противоположном) направлении распространялась и световая волна, возможные ориен-

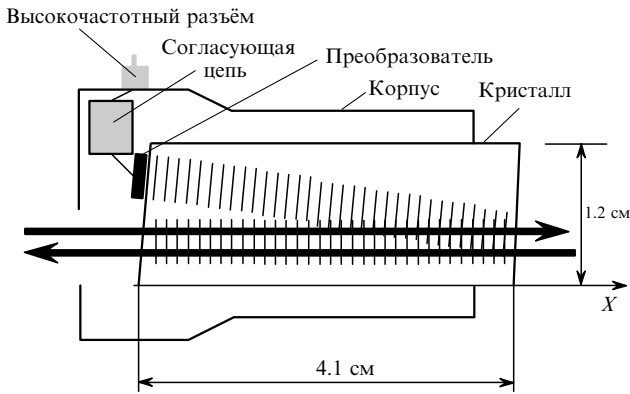


Рис.2. Схема АО ячейки на кристалле ниобата лития.

тации вектора k_i , которой показаны на рис.2 жирными стрелками. Таким образом, в ячейке была реализована геометрия коллинеарного АО взаимодействия на продольной акустической моде в направлении [100] при длине взаимодействия около 4 см.

При исследовании характеристик ячейки методом лазерного зондирования звукового столба были определены скорость ультразвуковой волны $V = 6.6 \pm 0.1$ км/с и коэффициент её затухания $\beta = 0.9 \pm 0.1$ дБ/см на частоте $F = 900$ МГц. Полученные значения согласуются с литературными данными [20] для продольной акустической моды, распространяющейся в направлении [100]. Эффективность дифракции I_d/I_i (где I_d и I_i — интенсивности продифрагировавшего и падающего света соответственно) при мощности электрического сигнала $P \approx 500$ мВт, подаваемого на пьезообразователь, составила $\sim 7\%$ в коллинеарном режиме и $\sim 1.5\%$ — в ортогональном, что достаточно типично для использовавшегося материала.

Полученные данные о затухании позволили оценить эффективную длину ультразвукового столба, которая оказалась равной 3.4 см. Таким образом из-за затухания ультразвука в эксперименте была реализована эффективная длина коллинеарного взаимодействия $L_{\text{eff}} = 3.4$ см, что увеличивало ширину полосы пропускания устройства. Кроме того, как известно [1], при малой эффективности дифракции ширина полосы пропускания фильтра увеличивается на $\sim 12\%$ по сравнению с шириной, заданной соотношением (16). Наконец, расходимость акустической и световой волн, а также их пространственная неоднородность тоже приводят к уширению полосы. Без учёта роли последнего фактора расчётная ширина полосы пропускания ΔF использовавшейся ячейки оказалась равной 175 кГц. Так как невязимый сдвиг частоты ультразвука для ниобата лития, рассчитанный по формуле (15), составляет около 100 кГц, то отношение $\delta F/\Delta F$ для данной ячейки оказалось равным $\sim 60\%$.

Схема экспериментальной установки для наблюдения невязимого эффекта показана на рис.3. Источником излучения служил He-Ne-лазер 1 с длиной волны $\lambda = 632.8$ нм. Отразившись от зеркал 2 и 3, световой пучок попадал на поляризатор 4, задававший требуемое направление поляризации, после чего, пройдя через диафрагму 5, он поступал в АО ячейку 6. Для уменьшения нагрева кристалла возбуждение ультразвука в нём проводилось в импульсном режиме, для чего использовалась система, состоящая из генератора импульсов 7 и высокочастотного генератора 8. Сигнал на пьезообразователь подавался с усилителя мощности 9. Продифрагировавшая

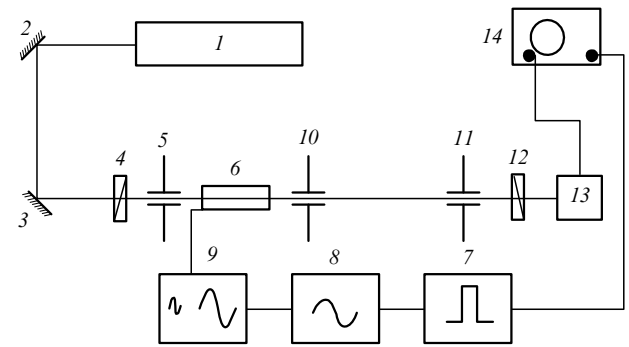


Рис.3. Схема экспериментальной установки:

1 — He-Ne-лазер; 2, 3 — зеркала; 4 — поляризатор; 5, 10, 11 — диафрагмы; 6 — АО ячейка; 7 — генератор импульсов; 8 — высокочастотный генератор; 9 — усилитель мощности; 12 — анализатор; 13 — фотозлектронный умножитель; 14 — осциллограф.

волна распространялась в том же направлении, что и падающая, однако в силу анизотропного характера дифракции плоскости поляризации падающей и продифрагировавшей волн были взаимно ортогональны. После ячейки излучение проходило через диафрагмы 10 и 11, обеспечивающие распространение света в обратном направлении строго по тому же пути, что и в прямом направлении. После анализатора 12 выделенная продифрагировавшая волна регистрировалась фотозлектронным умножителем 13, сигнал с которого поступал на осциллограф 14 и наблюдался визуально.

Очевидно, что в коллинеарной геометрии ширина полосы взаимодействия минимальна. Поэтому после настройки системы на максимум эффективности дифракции регистрировалась частота ультразвуковой волны и измерялась ширина полосы взаимодействия. Затем лазер и фотоприёмник менялись местами, и эксперимент повторялся. Сравнение полученных данных позволяло судить о величине невязимого эффекта.

Эксперимент показал, что частота звуковой волны F , соответствующая максимальной дифракционной эффективности, равна ~ 883 МГц при ширине полосы $\Delta F \approx 210 \pm 10$ кГц ($\Delta\lambda \approx 1.5$ Å). Это даёт спектральное разрешение фильтра $R = F/\Delta F = \lambda/\Delta\lambda \approx 4200$.

Поляризация световой волны выбиралась таким образом, что падающая волна была необыкновенной, а продифрагировавшая — обыкновенной. Так как для ниобата лития $n_e < n_o$ (отрицательный кристалл), то при распространении излучения в геометрии рис.3 реализовывалась дифракция в -1 -й порядок. Если же излучение распространялось в противоположном направлении, то дифракция происходила в $+1$ -й порядок. Согласно векторным диаграммам, в первом случае частота F должна быть ниже, чем во втором. Расчёт δF по формуле (15) даёт значение ~ 103 кГц, причём вклад, обусловленный дисперсией, составляет всего 8 кГц.

Эксперимент подтвердил существование невязимого эффекта. На рис.4 приведены нормированные на соответствующие максимальные значения зависимости интенсивности продифрагировавшего света от частоты звука F . Кривая 1 соответствует дифракции в -1 -й порядок, кривая 2 — в $+1$ -й. Как следует из проведённого выше анализа, максимум кривой 2 находится на более высокой частоте, чем максимум кривой 1. Сдвиг частоты за счёт невязимого эффекта составил 104 ± 10 кГц, что совпадает с расчётным значением. Таким образом, отношение

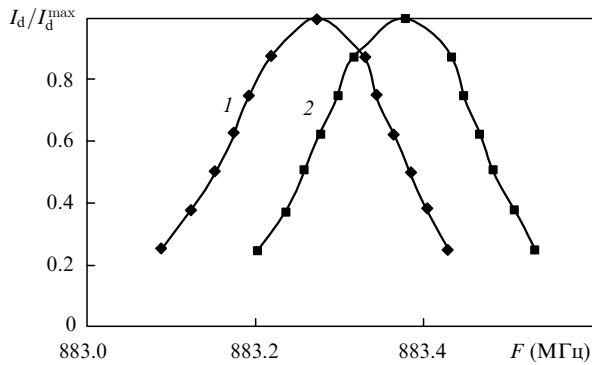


Рис.4. Зависимости нормированной интенсивности продифрагировавшего света от частоты звуковой волны F для противоположных направлений распространения световых пучков при дифракции в -1 -й (1) и $+1$ -й (2) порядки.

$\delta F/\Delta F$ оказалось равным $\sim 50\%$. Очевидно, что при переходе в более коротковолновый диапазон эффект будет ещё более заметным.

Следует отметить, что частота ультразвука, отвечающая условию брэгговского синхронизма и, следовательно, максимальной эффективности дифракции, оказалась сильно зависящей от температуры кристалла. Соответствующая экспериментальная зависимость приведена на рис.5 (измерения проводились для -1 -го порядка дифракции). Видно, что эта зависимость является линейной, а нагрев кристалла на 1°C приводит к уменьшению частоты ультразвука примерно на 500 кГц. Поэтому для уменьшения погрешности эксперимента возбуждение ультразвука проводилось в импульсном режиме с большой скважностью.

Поскольку в соответствии с рис.5 относительное изменение резонансной частоты ультразвука из-за нагрева кристалла на несколько градусов составляет $\sim 0.1\%$, на такую же величину меняется произведение ΔnV . Из данных работы [20] известно, что относительное уменьшение двулучепреломления для ниобата лития при этом равно $\sim 10^{-3}\%$. Следовательно, уменьшение частоты резонанса происходит в основном за счёт уменьшения скорости звука V , относительное изменение которой должно составлять $\sim 0.1\%$. Сдвиг же частоты за счёт невязимного эффекта, как это следует из (15), определяется произведением $n_d\Delta nV^2$. Оценка показывает, что в таком температурном интервале это произведение меняется также примерно на 0.1% , что на два порядка меньше погрешности эксперимента. Поэтому в пределах погрешности невязимный эффект можно считать не зависящим от температуры.

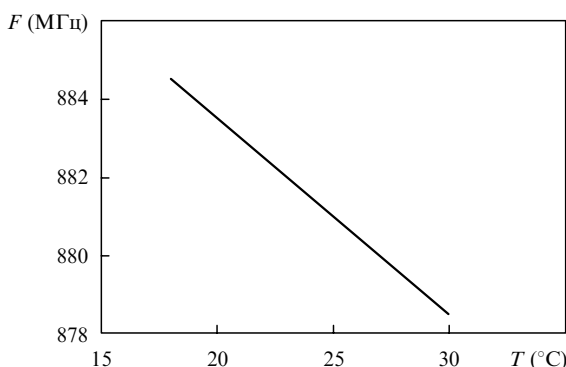


Рис.5. Температурная зависимость частоты ультразвука, соответствующей условию синхронизма.

4. Заключение

Таким образом, в работе проведено исследование невязимных свойств АО взаимодействия в режиме коллинеарной дифракции. Показано, что при приближении частоты акустических волн к гигагерцевому диапазону невязимный сдвиг частоты становится сравнимым с шириной полосы пропускания коллинеарного АО фильтра. Экспериментально установлено, что при изменении направления распространения световой волны на противоположное смещение полосы пропускания АО ячейки на кристалле ниобата лития достигает $\sim 50\%$ от ширины полосы.

Полученные результаты доказывают необходимость учёта невязимного эффекта при проектировании АО устройств, работающих в диапазоне сверхвысоких акустических частот с высоким спектральным разрешением. Поправки к резонансной частоте ультразвука, обусловленные эффектом Доплера, оказываются при этом весьма существенными, и их учёт особенно важен в тех случаях, когда в АО фильтре используется многократное прохождение световой волны через акустический столб [8] или реализуется последовательная дифракция в $+1$ -й и -1 -й порядки [6, 7]. Невязимный эффект неизбежно должен сказываться на работе АО устройств, установленных в резонаторе лазеров [14–17]. Однако возможно создание и элементов другого типа, например однонаправленных ответвителей, работа которых непосредственно основана на невязимном эффекте.

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики* (М.: Радио и связь, 1985).
2. Корпел А. *Акустооптика* (М.: Мир, 1993).
3. Xu J., Stroud R. *Acousto-Optic Devices* (New York: Wiley, 1992).
4. Goutzoulis A., Pape D. *Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices* (New York: Marcel Dekker, 1994).
5. Sapriel J., Charissoux D., Voloshinov V.B., et. al. *J Lightwave Technol.*, **20**, 864 (2002).
6. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. *Квантовая электроника*, **12**, 2180 (1985).
7. Мазур М.М., Пожар В.Э., Пустовойт В.И., Шорин В.Н. *Успехи современной радиоэлектроники*, **10**, 19 (2006).
8. Волошинов В.Б., Магдич Л.Н., Князев Г.А. *Квантовая электроника*, **35**, 1057 (2005).
9. Зюрюкин Ю.А., Ушаков Н.М. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **27**, 1065 (1984).
10. Ушаков Н.М., Зюрюкин Ю.А., Никишин Е.Л. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **29**, 124 (1986).
11. Зильберман Г.Е., Купченко Л.Ф. *Радиотехника и электроника*, **20**, 2347 (1975).
12. Зильберман Г.Е., Купченко Л.Ф. *Радиотехника и электроника*, **24**, 901 (1979).
13. Голокоз П.П., Обозненко Ю.Л. *Радиотехника и электроника*, **32**, 15 (1987).
14. Голокоз П.П., Обозненко Ю.Л., Пугач И.П. *Квантовая электроника*, **13**, 164 (1986).
15. Зиновьева Т.В., Игметов А.Б., Кравцов Н.В. и др. *Квантовая электроника*, **19**, 142 (1992).
16. Корниенко Л.С., Наний Н.В., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **17**, 1472 (1990).
17. Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **23**, 172 (1996).
18. Доброленский Ю.С., Волошинов В.Б., Парыгин В.Н. *Оптика и спектроскопия*, **98**, 673 (2005).
19. Dobrolenskiy Y.S., Voloshinov V.B., Parygin V.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5828**, 16 (2005).
20. *Акустические кристаллы*. Под ред. М.П.Шаскольской (М.: Наука, 1982).