

Ю.И. Терентьев

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СКОЛЬЗЯЩЕГО СВЕТА И СВЕТА, УХОДЯЩЕГО ОТ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ, ИЗ ВОЗДУХА В СТЕКЛО

Экспериментально установлено, что при преломлении скользящего света наибольшая интенсивность в преломленном пучке обусловлена лучами, распространяющимися первоначально на расстоянии порядка 5 мкм от преломляющей поверхности. Выяснена причина образования преломленных краевых лучей. Произведено сравнение максимальной интенсивности света в преломленном и скользящем пучках.

Установлено, что максимальная интенсивность в преломленном пучке в случае преломления скользящего света из воздуха в стекло практически равна ее значению при преломлении скользящего света из прозрачного стекла в жидкость. Экспериментально доказано, что основное преломление скользящего света из воздуха в стекло происходит на начальном участке грани длиной около 1 мм. Выяснена причина этого. Осуществлено усиление зоны отклонения световых лучей.

Установлена причина замедленного спада интенсивности преломленного света с увеличением угла ухода при преломлении лучей, уходящих от преломляющей поверхности.

В данной статье приводятся новые результаты экспериментального исследования [1, 2] преломления скользящего света и света, уходящего от преломляющей поверхности, из воздуха в стекло. Соответствующие эксперименты проводились на основе схемы, описанной в [1], с использованием монохроматического пучка ($\lambda = 0,53$ мкм) шириной 27 и 300 мкм в плоскости изображения S' щели S , являющейся источником света, угловой полушириной $\gamma_n = 1,4$ и $0,32^\circ$. В них S' размещалось в передней плоскости преломляющих тел.

Как было показано в [1], преломление скользящего света является следствием существования над поверхностью тел зон, отклоняющих световые лучи по обе стороны первоначального направления. Согласно [2, 3] эффективность отклонения света в зоне падает в направлении от преломляющей поверхности и вдоль нее от ребер. По данным [1] максимальная интенсивность в преломленном пучке в плоскости входа ФЭУ $J_{\text{опт.макс}}$ создается скользящими лучами из центра S' , как наиболее интенсивными.

В случае преломления скользящих лучей под предельным углом на противоположных гранях плоскопараллельной пластинки (рис. 1), происходящего при ее перемещении с помощью микрометрического винта по оси μ , расстояние $\Delta\mu$ между положениями центра S' относительно пластинки в моменты максимальной интенсивности в преломленных пучках L_1, L_2 оказалось на 9,4 мкм больше ее толщины. Следовательно, скользящие лучи преломляются в точки с $J_{\text{опт.макс}}$ на расстоянии $h = 4,7$ мкм от преломляющей поверхности. Равенство данной величины расстоянию от экрана до центра S' в момент максимального значения потока краевых лучей $\Phi_{\text{лен11}}$ [3] наглядно указывает на общность причин, вызывающих преломление скользящих лучей и образование краевого света в областях краев экранов.

С уменьшением расстояния между точками падения лучей и входным ребром A призмы из стекла К8 (рис. 1 [1]), вследствие их отклонения в усиливающейся зоне, синус углов падения все более отличается от единицы. Поэтому падающие лучи преломляются на различные углы, которые меньше предельного угла преломления, образуя краевой свет K_1 (рис. 2 [2]). Часть его вновь отклоняется в зоне отклонения передней грани [3] в виде краевых лучей K_2 . При отсутствии данной зоны, например, в случае преломления скользящих лучей из пластинки в оптически более плотную жидкость, краевой свет состоит только из лучей K_1 . Образование краевых лучей $K_{1,2}$ в результате отклонения скользящего света в наиболее эффективной части зоны, т.е. на очень малых расстояниях от грани, подтверждается более ранним достижением потоками $K_{1,2}$ максимального значения в сравнении с временем установления $J_{\text{опт.макс}}$ при выхо-

де S' из-за передней грани призмы. При этом сдвиг между положениями центра S' во время $J_{\text{опт.макс}}$ и наибольшей интенсивности $K_{1,2}$ равен приблизительно 5 мкм.

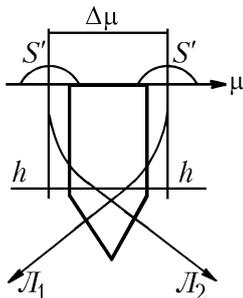


Рис. 1. Схема преломления скользящего света из воздуха в стекло

При переходе от зеленого света к красному с $\lambda = 0,638$ мкм, посредством замены интерференционного фильтра, скользящий поток Φ_c от S' шириной 27 мкм уменьшился в 3,9 раза, преломленный – в 3,35 раза. Почти одинаковое ослабление потоков свидетельствует об отсутствии существенных различий в глубине и эффективности зоны отклонения по отношению к лучам зеленого и красного света.

Вследствие малой расходимости пучок нормально преломленных лучей (преломленных под предельным и близкими к нему углами) имеет примерно одинаковую ширину у гипотенузной грани призмы (высотой 7,1 мм) и на расстоянии 112 мм от нее в плоскости входа фотоумножителя.

С увеличением расстояния по осевому лучу [1] от преломляющей грани до ФЭУ в 2,72 раза $J_{\text{опт.макс}}$ упала в 2,61 раза. Ослабление интенсивности было бы в 2,15 раза меньше, если бы скользящий пучок не выходил расходящимся в вертикальной плоскости из заднего фокуса объектива, удаленного от S' на 59 мм.

Согласно измерениям максимальная интенсивность преломленного света с электрическим вектором в плоскости преломления J_p в 2,33 раза выше максимальной интенсивности преломленных лучей с электрическим вектором в плоскости, перпендикулярной плоскости преломления J_s . Причем $J_p/J_s = n^2$.

Максимальный преломленный поток $\Phi_{\text{п.макс}}$ равен $\Delta\Phi_c$ с центрального участка S' шириной 0,7 мкм. Если за границу зоны принять уровень, на котором находится ось S' в момент $J_{\text{опт.макс}}$, то $\Phi_{\text{п}}$ составляет всего $0,7/4,7 = 0,15$ потока скользящих лучей, входящих в зону. Основная же часть отклоняемых лучей отражается от грани, усиливая краевой свет на освещенной стороне. Поэтому $\Phi_{\text{лен11}}$ равна $0,09 \Phi_c$.

Для зеленого света $J_{\text{опт.макс}}$ в плоскости ФЭУ равна 0,1 максимальной интенсивности в скользящем пучке J_c на расстоянии 107,5 мм от S' . При использовании излучения гелий-неонового лазера J_p/J_c , J_s/J_c равны соответственно 0,19 и 0,107.

Как показали измерения, в преломленном потоке из призмы $J_{\text{опт.макс}}$ практически равна ее значению при преломлении скользящего света из прозрачной пластинки оптического стекла ЛК5 в диметилфтолат ($n_{\text{отн}} = 1,0236$), несмотря на большое различие показателей преломления на преломляющих поверхностях.

На рис. 2 приведены кривые, характеризующие изменение интенсивности преломленных лучей с удалением места преломления скользящего света от переднего ребра призмы, измеренной с помощью сканирующей щели, установленной на расстоянии 3 мм от гипотенузной грани.

Кривая 1 соответствует S' шириной 27 мкм; кривая 2 – S' шириной 300 мкм; l – расстояние вдоль преломляющей грани. В первом случае интенсивность распространяющегося вдоль грани света уменьшается с увеличением l ($\gamma_{\text{п}} = 1,4^\circ$), во втором остается практически постоянной ($\gamma_{\text{п}} = 0,32^\circ$). Согласно данным кривым основное преломление скользящих лучей происходит на начальном участке грани. Так, при S' шириной 300 мкм $J_{\text{пр}}$ составляет 0,1 и 0,05 от $J_{\text{пр.макс}}$ в случае преломления лучей на расстоянии 0,37 и 0,6 мм от места их наиболее интенсивного преломления. При ширине S' , равной 27 мкм, соответствующие расстояния равны 0,54 и 0,98 мм, т.е. имеют большую величину, несмотря на уменьшение интенсивности скользящего света вдоль грани.

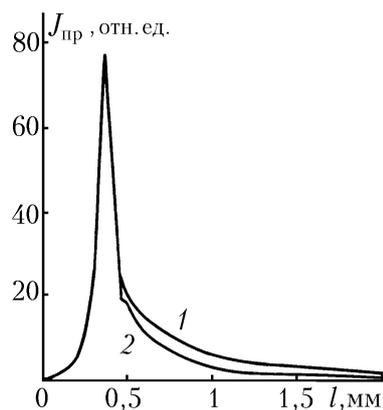


Рис. 2. Изменение интенсивности преломляемых скользящих лучей по длине преломляющей грани

В связи с уменьшением эффективности отклонения света в зоне в направлении от призмы к ее внешней границе на более удаленные участки грани падают лучи, отклоняющиеся у переднего ребра призмы с больших расстояний от нее и продолжающие отклоняться в последующей части зоны с постоянной эффективностью по длине грани.

Из-за постепенного уменьшения отклонения скользящих лучей в начале зоны с удалением места их преломления от переднего ребра они все положе падают на грань до тех пор, пока основное отклонение не будет происходить в части зоны с постоянной эффективностью по длине грани. Более пологое падение лучей приводит к ослаблению пропускательной способности грани. Однако уменьшение преломленного потока по этой причине должно компенсироваться за счет увеличения интенсивности падающего на грань света, обусловленного уменьшающимся отклонением скользящих лучей на входе в зону. В результате этого преломленный свет должен идти от всей грани. Он же идет в основном от ее начального участка.

Казалось бы, такая особенность свидетельствует о слабой эффективности зоны отклонения на значительном удалении от переднего ребра призмы. Однако при усилении зоны за пределами участка грани с активным преломлением скользящих лучей посредством нарезки штрихов с шагом, например, 1 мм параллельно переднему ребру интенсивность преломленного света на пассивном участке грани усиливается незначительно, хотя эффективность зоны вблизи штрихов становится примерно такой же, как у переднего ребра. В этом можно убедиться на основании рис. 3, а, где кривая 1 характеризует распределение интенсивности преломленного света по ширине преломленного пучка на расстоянии 118 мм от преломляющей грани, без штрихов на ней, кривая 2 – со штрихами (ширина $S' = 300$ мкм).

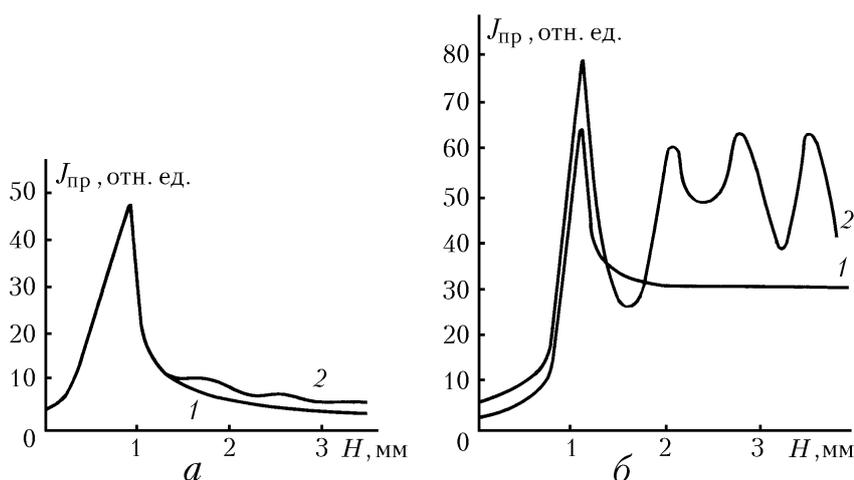


Рис. 3. Характер усиления интенсивности преломляемых скользящих и наклонных лучей при нарезке на преломляющей грани штрихов

Усиление зоны отклонения на участке грани с пассивным преломлением скользящего света путем нарезки штрихов подтверждается значительным увеличением интенсивности преломленных лучей при повороте призмы на $0,82^\circ$ против часовой стрелки относительно ребра A для обеспечения наклонного падения света на грань, что видно из сравнения кривых I , 2 рис. 3, б, характеризующих интенсивность преломленных лучей на входе ФЭУ соответственно без штрихов на грани и со штрихами.

Как следует из рассмотренного, усиление зоны отклонения на пассивном участке грани приводит к существенному увеличению интенсивности преломленного света только тогда, когда пучок наклонен к грани и поэтому его лучи без отклонения в зоне в состоянии падать на грань. Отклонение в зоне лишь делает их падение более крутым. Скользящие же лучи падают на грань только после отклонения в зоне. Следовательно, одна из причин малой интенсивности преломленных лучей от пассивного участка грани состоит не в уменьшении эффективности зоны отклонения над ним, а в ослаблении способности скользящего света отклоняться на грань после пути в зоне от ее начала у переднего ребра призмы до пассивного участка.

Если понимать под лучом света траекторию, по которой распространяется связанная со световым квантом элементарная световая волна и, следовательно, сам квант, то сущность происходящего легко объясняется на основе рассмотренного в [4], предваряющего детальный анализ допущения о способности световых квантов находиться в различных состояниях в отношении направленности их отклонения в зоне переходом квантов в пределах пути вдоль активного участка грани из состояния, в котором они отклонялись на грань, в промежуточное состояние, позволяющее им распространяться в зоне без отклонения, либо в противоположное состояние, обуславливающее их отклонение от грани на углы, зависящие от эффективности той части зоны, в которой распространяется квант в момент смены состояний.

В связи с отклонением скользящих лучей в постепенно слабеющей зоне у переднего ребра призмы с удалением места их падения на грань от ее начала основное отклонение лучей будет происходить с некоторых пор на участке зоны с постоянной эффективностью по длине грани. Благодаря этому отклонение лучей до и после отражения оказывается примерно одинаковым. В данных условиях отраженные лучи отклоняются зоной вновь в скользящее положение, а из него – на грань. Из-за потери полуволны при отражении они оказываются в противофазе с лучами, отклоняемыми в еще более слабой части зоны у переднего ребра и поэтому приходящими в те же точки падения без предварительного отражения от грани. Взаимное ослабление данных лучей является второй причиной малой интенсивности преломленного скользящего света от пассивного участка грани. Реальность данной причины подтверждается экспериментальными фактами [3].

В принципе, повторно отраженные лучи должны снова отклониться в скользящее положение, и описанный цикл, казалось бы, должен повториться, приводя к распространению света в зоне по арочным траекториям. Однако в таком случае на пассивный участок грани падали бы лучи не только в противофазе, но и со сдвигом фаз на 2π , и тогда спад интенсивности преломленного света по длине грани не был бы таким резким. По-видимому, длительность пути света в слабой части зоны до мест повторного отражения оказывается сравнимой с длительностью состояния кванта, вызывающего его отклонение в сторону грани. Поэтому падение отклоняемого луча на грань в третий и большее число раз маловероятно.

Отмеченное выше уменьшение интенсивности преломленного света до малых значений на больших расстояниях от начала грани при изменении ширины S' с 300 до 27 мкм вызвано тем, что скользящие лучи, впервые падающие на пассивный участок грани, отклоняются с больших расстояний от переднего ребра в сравнении с повторно падающими лучами после ранее происшедшего отражения. Поскольку полуширина S' , равная 13,5 мкм, сравнима с глубиной зоны отклонения и интенсивность света в S' падает от центра к краям, интенсивность скользящих лучей, впервые падающих на пассивный участок грани, оказывается меньше интенсивности лучей с повторным падением. Следовательно, взаимное гашение этих лучей будет ослаблено. С увеличением ширины S' до 300 мкм поток скользящих лучей по глубине зоны становится постоянным. Поэтому рассмотренное ослабление падающих на пассивный участок грани лучей оказывается более значительным.

Когда на перемещаемую вдоль гипотенузной грани щель падают лучи, преломляемые на расстоянии 0,62 мм от места преломления скользящих лучей в точки с $J_{\text{опт.макс}}$, тогда в момент их максимальной интенсивности центр S' удален от его положений во время максимальной интенсивности падающих на щель краевых лучей K_2 и во время $J_{\text{опт.макс}}$ соответственно на 7,2 и 2,5 мкм.

Если считать, что данные краевые лучи преломляются непосредственно у грани, то лучи, приходящие на конец ее активного участка, отклоняются с уровня зоны, отстоящего на 7,2 мкм от призмы; поток скользящих лучей, падающих на грань между местом их преломления по оси оптимального пучка и концом активного участка, распространяется первоначально в слое зоны толщиной около 2,5 мкм; во время $J_{\text{отт.макс}}$ центр S' отстоит от призмы на $(7,2 - 2,5) = 4,7$ мкм.

Рассмотрим весьма интересный случай преломления света, объяснение сущности которого наглядно подтверждает возникновение (в начальный момент) запаздывания и опережения фазы на $0,5\pi$ относительно фазы падающего света у краевых лучей, распространяющихся соответственно в область тени экрана и в противоположном направлении, а также существование различия между лучами в отношении направленности отклонения их в зоне [4].

Если при ширине S' , равной 300 мкм, описанный выше поворот призмы на угол $i = 0,82^\circ$ приводит к усилению преломления света по всей грани (рис. 4, кривая 2), то при ширине S' , равной 27 мкм, в случае поворота призмы на такой же угол преломленные лучи идут, наоборот, с меньшего участка грани, чем до него (рис. 5, кривая 2). При этом интенсивность преломленного света падает до 0 на расстоянии $l = 1,23$ мм от переднего ребра (рис. 6). Данному l соответствует $p_1 = li/57,3 = 17,6$ мкм. Так как в момент максимального потока преломленных лучей ось S' отстоит на 4,7 мкм от ребра A , то $(p_1 - 4,7) = 13$ мкм оказывается практически равной половине ширины S' . То есть границей участка преломления является проекция правого края S' . Следовательно, в рассматриваемых условиях преломленный поток создают только те лучи, которые не выходят за пределы распространения центральных лучей l , хотя справа от них в пределах $\gamma_n = 1,4^\circ$ идет значительный световой поток. Основная часть его, заключенная в пределах угла $\delta = (l_r - l)/l_r = 0,7^\circ$ (l_r — длина грани, равная 10 мм), направлена на грань под углами скольжения $0,11 \div 0,82^\circ$ и должна преломляться. Тем не менее преломленный свет на расстояниях больше l отсутствует.

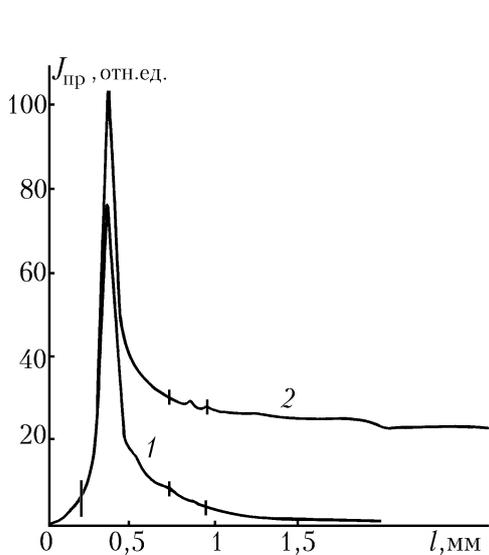


Рис. 4. Распределение интенсивности преломляемых лучей по длине преломляющей грани при $l = 0$; $i = 0,82^\circ$ и ширине $S' = 300$ мкм

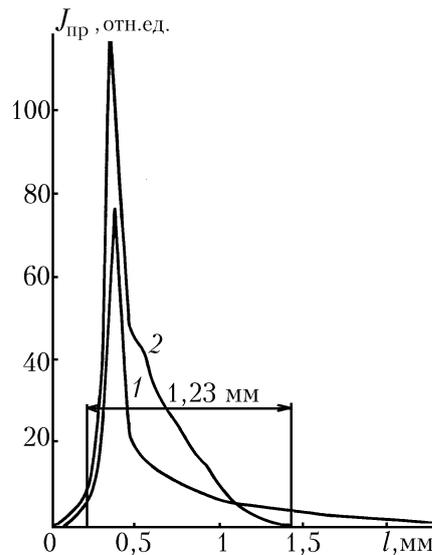


Рис. 5. Распределение интенсивности преломляемых лучей по длине преломляющей грани при $l = 0$; $i = 0,82^\circ$ и ширине $S' = 27$ мкм

Сущность происходящего состоит в следующем. В связи с большой величиной p_1 правый край S' находится в слабой части зоны отклонения, по-видимому, не сообщаемой проходящим через него лучам сколько-нибудь существенного дополнительного сдвига. Поэтому лучи 2 сохраняют запаздывание по фазе на $0,5\pi$ относительно падающего света, возникающее в момент их отклонения в область тени в зоне левого экрана щели S [5]. Вследствие отклонения в зоне от грани призмы центральные лучи l' испытывают опережение по фазе на $0,5\pi$ [5]. Из-за наклона призмы они сближаются с гранью до потери нормальной составляющей скорости, затем удаляются от нее благодаря продолжающемуся отклонению, но уже в более слабой зоне и поэтому не успевают покинуть ее до смены состояний у световых квантов на промежуточное или противоположное. Продолжая распространяться в зоне, данные лучи падают на грань во

время состояний квантов, вызывающих их отклонение на грань, и преломляются совместно с лучами 2, ослабляя друг друга из-за начального сдвига их фаз на $[0,5 \pi - (-0,5 \pi)] = \pi$.

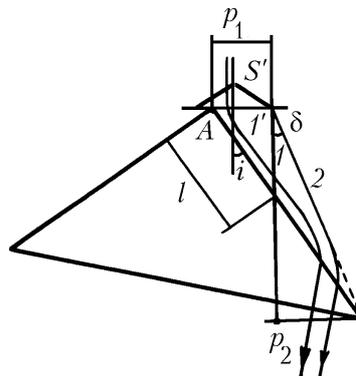


Рис. 6. Схема взаимного гашения лучей, преломляемых за пределами проекции правого края S' на преломляющую грань, при $i = 0,82^\circ$ и ширине $S' = 27$ мкм

Когда ширина S' равна 300 мкм, тогда лучи 2 проходят мимо призмы и лучи I' преломляются совместно с лучами 1 при сдвиге фаз меньше $0,5 \pi$ из-за наличия между ними геометрической разности хода. Вследствие отсутствия взаимного гашения данных лучей преломленный свет идет от всей грани.

Как установлено в [6], при повороте призмы по часовой стрелке относительно ребра A преломленный свет не исчезает скачком, а постепенно слабеет до 0 с увеличением угла поворота γ (рис. 1, 2 [6]) до 14° , продолжая распространяться под предельным углом преломления. Показано, что данное явление вызвано предварительным отклонением в зоне части уходящих от грани лучей в скользящее положение, а из него на грань.

В связи с пропорциональностью интенсивности преломленного света скользящему потоку в зоне, интенсивность преломленных лучей J_n из уходящего от грани пучка должна быть пропорциональной интенсивности той части краевого света, появившегося в результате отклонения на начальном участке зоны уходящих лучей, которая распространяется в скользящем направлении (в точках κ). Однако, как показывает таблица, с увеличением γ от $0,13$ до $5,22^\circ$ интенсивность скользящего света J_κ упала в 1632 раза, а J_n уменьшилась всего в 18,1 раза. Причем спад J_n , особенно замедленный на малых γ , постепенно ускоряясь, становится при $\gamma \geq 3,4^\circ$ пропорциональным J_κ . Приведенные в таблице значения J_{ki}/J_{k7} (i – номер строки в таблице) найдены на основании [7, формула (10)].

N	γ , град	J_{ki}/J_{k7}	J_{ni}/J_{n7}
1	0,13	1632	18,1
2	0,36	211,4	14,7
3	0,59	78,6	12,5
4	1,52	12	6,6
5	2,44	4,6	3,8
6	3,37	2,43	2,5
7	5,22	1	1

Из-за пологого падения отклоняемых в зоне лучей на грань, преломленный свет мал в сравнении с отраженным светом. Следовательно, наиболее вероятная причина замедленного спада J_n в процессе преломления уходящего света заключается в более интенсивном переходе падающих на грань лучей в преломленный пучок за счет ослабления отраженного краевого света.

Когда лучи являются скользящими на входе в зону отклонения ($\gamma = 0$), тогда, из-за более эффективной зоны вблизи ребра призмы, участок грани, после отражения от которого лучи испытывают примерно такое же отклонение в зоне, как и до него, и поэтому становятся вновь скользящими, по-видимому, удален на значительное расстояние l_c от начала грани. Лучи, отклоняемые с меньших расстояний от ребра, падают на грань ближе данного участка и после отражения покидают зону, усиливая распространяющийся от призмы краевой свет. Длительность же пути лучей, падающих на грань на больших расстояниях после отклонения в слабой части зоны у переднего ребра призмы, оказывается сравнимой с временем жизни первона-

чального состояния квантов, обуславливающего отклонение лучей на грань. Поэтому данные лучи имеют малую вероятность испытать более двух падений на грань.

В случае ухода светового пучка от преломляющей грани все лучи, входящие в зону отклонения левее граничного луча [6] и отклоняемые на грань, становятся скользящими только после некоторого пути в зоне, причем тем ранее, чем в более эффективной части зоны они отклоняются. Благодаря этому точки скольжения у части лучей оказываются за пределами участка зоны с меняющейся на длине грани эффективностью отклонения, длина которого, по видимому, значительно меньше l_c , и они будут распространяться в дальнейшем по арочным траекториям до смены состояний у квантов (рис. 1 [6]). Чем ближе точка скольжения к грани, тем короче арки, так как эффективность зоны растет с приближением к грани, тем из большего числа арок будет состоять траектория луча, тем больше падений на грань совершат лучи и, следовательно, в большем количестве перейдут в преломленный пучок. В связи с преломлением лучей после различного числа отражений, сопровождающихся каждый раз потерей полуволны, между ними устанавливаются различные разности хода, исключаящие в целом ослабление преломленного потока от активного участка грани.

С увеличением γ требуется большее воздействие зоны для перевода лучей в скользящее положение. Вследствие этого лучи становятся скользящими на больших расстояниях от начала зоны и грани. В свою очередь, смещение точек скольжения приводит к уменьшению числа арок на траекториях лучей к моменту смены состояний квантов, отчего скорость спада J_n постепенно приближается к скорости изменения интенсивности скользящего краевого света.

Как видно из рассмотренного, замедленный спад J_n при $\gamma \leq 3,4^\circ$ вызван тем, что ослабление интенсивности преломленного света из-за уменьшения количества скользящих лучей с увеличением γ частично компенсируется за счет увеличения вероятности их преломления вследствие большего числа падений на преломляющую поверхность, чем при $\gamma = 0$.

Отмеченная выше примерно одинаковая интенсивность преломленных лучей из скользящего пучка в большом диапазоне изменения относительного показателя преломления границы раздела сред, по-видимому, свидетельствует о том, что при $\gamma = 0$ вдоль активного участка грани призмы свет частично все же распространяется по арочным траекториям. Такое возможно для той части его, лучи которой начинают отклоняться на грань только в равномерной по длине части зоны, проходя ее начальный участок с неравномерной эффективностью во время нахождения квантов в промежуточном состоянии.

По рассмотренным ранее причинам преломляющиеся у заднего ребра призмы скользящие лучи также образуют краевой свет. В результате интерференции его лучей с нормально преломленными лучами в плоскости ФЭУ в пределах проекции заднего участка преломляющей грани видна слабая интерференционная картина, имеющая примерно такую же ширину полос, как в картине, образованной нормально преломленным светом и краевым светом из области переднего ребра призмы.

Из-за взаимного ослабления преломляемых лучей на пассивном участке грани интенсивность первого максимума в картине от заднего ребра призмы в 36 раз меньше интенсивности первого максимума в картине от переднего ребра и всего лишь в 2,3 раза сильнее ее на удалении от конца грани.

По данным измерений расстояние на уровне грани между нормально преломленными лучами, идущими в первые максимумы обеих картин, на 0,44 мм меньше длины преломляющей грани. Следовательно, лучи, создающие $J_{\text{опт. max}}$ в плоскости входа ФЭУ, преломляются примерно на расстоянии $l_{\text{опт}} = 0,44/2 = 0,22$ мм от ребер призмы.

В результате проведенной работы можно сделать следующие основные выводы:

1. Максимальная интенсивность в световом пучке, преломленном под предельным углом из воздуха в стекло, обусловлена скользящими лучами, отклоняемыми в зоне отклонения с расстояния примерно 5 мкм от преломляющей поверхности.

2. Преломленный под предельным углом свет образуется из скользящих лучей, синус углов падения которых на преломляющую грань после отклонения в зоне равен единице. Отклоняемые более сильно, скользящие лучи образуют распространяющийся под различными углами от начального участка преломляющей поверхности преломленный краевой свет.

3. Наиболее интенсивный преломленный краевой свет создается скользящими лучами, распространяющимися первоначально в зоне отклонения приблизительно на 5 мкм ближе к преломляющей поверхности, по сравнению со скользящими лучами, образующими свет, преломленный под предельным углом и с максимальной интенсивностью.

4. Глубина и эффективность зоны отклонения практически одинаковы для световых лучей с различными λ .

5. Отношение максимальных интенсивностей преломленного скользящего света с электрическим вектором в плоскости преломления и электрическим вектором, перпендикулярным ей, равно квадрату относительного показателя преломления.

6. Максимальная интенсивность преломленного света имеет примерно одинаковые значения при преломлении скользящих лучей из воздуха в стекло и на границе раздела сред с $n \rightarrow 1$.

7. Основное преломление скользящего света из воздуха в стекло происходит на начальном участке преломляющей поверхности длиной порядка 1 мм из слоя зоны отклонения толщиной $7 \div 8$ мкм.

1. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 3. С. 300 – 305.
2. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 3. С. 306 – 313..
3. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 4. С. 510 – 520.
4. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 6. С. 811 – 818.
5. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 3. С. 314 – 323.
6. Терентьев Ю. И. // Изв. вузов СССР. Сер. Физика. 1987. N 12. С. 55 – 58.
7. Терентьев Ю. И. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 11. С. 1147 – 1153.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
3 ноября 1995 г.

Yu. I. Terentyev. About Some Refraction Peculiarities of Sliding Light and Light Outgoing from Refracting Surface into Glass.

It is found experimentally that the maximum intensity in the refracted beam under the sliding light refracting is due to the rays propagated initially at the distance of $5 \mu\text{m}$ from the refracting surface. The cause of the refracted edge beams formation is elucidated.

It is found from the comparison of maximum intensity of light in the refracted and sliding beams, that the maximum intensity in the refracted beam in the case of the sliding light refraction at the boundary between air and glass is practically equal to its magnitude in the case of the sliding light refraction at the boundary between the transparent glass and a liquid. It is stated experimentally that the fundamental refraction of the sliding light at the interface between air and glass takes place within the initial section of the bound of about $1 \mu\text{m}$ length. The causes of this and some other attendant phenomena are clarified.