

07; 12

© 1990 г.

## ТРАНСПАРАНТ МАТРИЧНОЙ АДРЕСАЦИИ НА ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

В. А. Гудков, З. Б. Раджабова

Исследуется механизм возбуждения эффекта «креста» в жидкокристаллических транспарантах матричной адресации. Установлено, что возникающие в слое жидкого кристалла объемные заряды возбуждают ячейки, приводя к искажению отображаемой информации. Получены выражения, связывающие время включения и контрастность ложно возбужденных ячеек с параметрами транспаранта. Результаты работы позволяют оптимизировать конструкцию транспарантов и подбирать режимы, при которых эффект «креста» не будет проявляться.

Оптические методы обработки и отображения информации выдвигают в ряд важнейших проблему создания управляемых транспарантов на жидких кристаллах (ЖК) с матричной системой адресации, позволяющей достичь высокую степень интеграции. Матричный транспарант на ЖК имеет следующее строение (рис. 1): две стеклянные пластины 1, 2 с нанесенными на них рядами прозрачных электродов 3, 4 образуют зазор толщиной  $d$ , заполненный жидким кристаллом. Электроды 3 перпендикулярны электродам 4 противоположной пластины. Рабочими объемами являются области пересечения ортогональных электродов. Чтобы включить ту или иную ячейку, подается напряжение на электроды, на пересечении которых находится заданная ячейка.

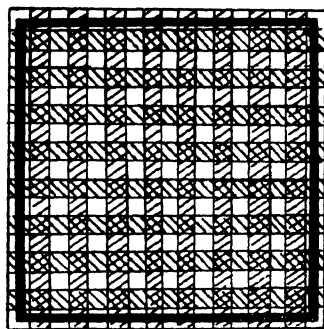
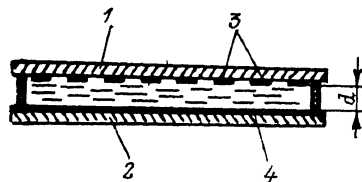


Рис. 1. Матричный транспарант на ЖК.

Существенным недостатком транспарантов матричной адресации является возбуждение ложных сигналов вдоль электродов, по которым подводится напряжение на рабочую ячейку. Иначе говоря, наряду с рабочей ячейкой включаются и ячейки вдоль подводящих электродов, приводя к искажению сигнала в виде «креста» (рис. 2, а). Как показывает эксперимент, контраст возбужденных при эффекте «креста» ячеек зависит от удаления от точки приложения потенциала  $\varphi$ . Под контрастом  $K$  подразумеваем отношение интенсивности прошедшего через ячейку света при отсутствии возбуждения к интенсивности света при ее возбуждении. На рис. 2, б представлен график зависимости контраста  $K$  от номера  $N$  возбужденной ячейки для случая, показанного на рис. 2, а. Ячейка 4 вдоль электрода рабочая. Из представленного графика видно, что контраст спадает по экспоненциальному закону по мере удаленности от точки приложения потенциала  $\varphi$ . Что же касается времени включения  $\tau$  ячейки, то чем дальше расположена ячейка от точки приложения потенциала, тем больше время  $\tau$  (рис. 2, в), т. е. ячейки возбуждаются не одновременно, а последовательно: вначале включается рабочая ячейка 4, затем близко рас-

положенная к точке приложения потенциала  $\varphi$  ячейка 1 и затем одна за другой последовательно возбуждаются ячейки, удаленные от первой. В литературе много работ по подавлению этого эффекта [1-4], однако механизм его возникновения до конца не выяснен. Дальнейшее совершенствование систем на жид-

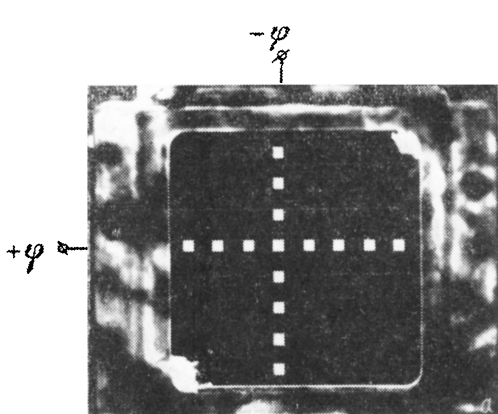
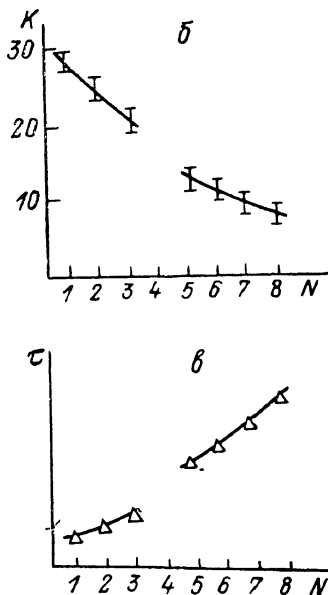


Рис. 2. Ложное возбуждение ячеек транспаранта в виде «креста».

*a* — эффект «креста», *b* — зависимость контраста  $K$  от номера ячейки  $N$ , *в* — зависимость времени возбуждения ячейки  $\tau$  от ее номера  $N$ .



ких кристаллах будет во многом зависеть от исследования механизма возбуждения эффекта «креста».

Целью настоящей работы является исследование механизма возбуждения эффекта «креста» и разработка методов расчета и оптимизации конструкции ЖК транспарантов матричной адресации.

Для исследования эффекта «креста» была изготовлена двумерная модель транспаранта (рис. 3), где на стеклянную пластину *I* нанесено прозрачное покрытие легированного  $\text{SnO}_2$ , способного проводить ток. Затем на этом по-

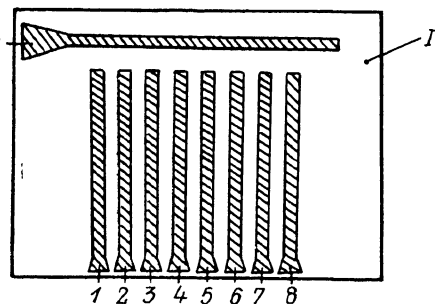


Рис. 3. Двумерная модель транспаранта.

крытию с помощью фотолитографии были получены электроды (0, 1, ..., 8), промежутки между которыми являются рабочими ячейками (рис. 3). На поверхность транспаранта наносится тонкий слой жидкого кристалла. Полученная модель транспаранта в двумерном виде воспроизводит ситуацию, имеющую место в реальных транспарантах, т. е. имеется один общий электрод 0 и совокупность электродов 1, ..., 8, образующих с ним ячейки (0, 1), (0, 2), ..., (0, 8). Задача состоит в том, что бы изучить механизм возбуждения ячеек вдоль электрода, когда на него подается потенциал. Двумерная модель транспаранта (рис. 3) позволяет исследовать этот процесс с помощью поляризационно-оптической микроскопии. Подавая на первую ячейку (0, 1) напряжение, наблюдаем в микроскоп процессы, происходящие в соседних ячейках. Когда напряжение  $U(0, 1)$  меньше 30 В, в соседних ячейках никаких текстурных изменений не наблюдается. Однако, когда напряжение превышает 30 В, в соседних ячейках начинается перестройка текстуры. В настоящей работе использовался нематический жидкий кристалл п-метоксibenзилден-п-н-бутиланилин (МБА). Используемый ЖК имеет отрицательную диэлектрическую анизотропию ( $\Delta\epsilon < 0$ ) [5-7], поэтому перестройка текстуры заключается в ориентационной поляризации объема жидкого кристалла, т. е. длинные оси

молекул стремятся расположиться примерно перпендикулярно силовым линиям электрического поля.

При повышении напряжения на рабочей ячейке в соседних ячейках увеличивается размер областей ориентационной поляризации, при достижении напряжения  $U_{(0,1)} = 80$  В со стороны положительного электрода начинаются образование и дрейф объемного пространственного положительного заряда (ОПЗ<sup>+</sup>), который движется к противоположному электроду. Процесс носит динамический характер. Внешняя граница ОПЗ<sup>+</sup> постепенно перемещается в направлении отрицательного электрода, при этом ликвидируется область ориентационной поляризации у положительного электрода (рис. 4, а). Исследование текстуры ОПЗ<sup>+</sup> в поляризованном свете показало, что по своей ориентации она близка к ориентации, задаваемой подложкой. Таким образом, ОПЗ экранирует область у анода, одновременно увеличивая значение электрического поля вблизи катода. По мере дрейфа ОПЗ<sup>+</sup> значение электрического поля вблизи катода увеличивается и наконец достигает величины, когда вблизи него начинают образовываться гидродинамические течения (рис. 4, а). На рис. 4 приведены фотографии текстуры ЖК в соседней с рабочей ячейке, зафиксированные в разные моменты времени. Хорошо видна темная в скрещенных поляроидах область ОПЗ<sup>+</sup>. На рис. 4, а зафиксирован момент начала электрогидродинамических (ЭГД) течений. Эти течения имеют вид замкнутых петель. По мере приближения ОПЗ<sup>+</sup> к отрицательному электроду длина ЭГД петель увеличивается, что обусловлено возрастанием значения электрического поля вблизи катода. Наконец, в определенный момент времени ЭГД петли достигают границу ОПЗ<sup>+</sup> (рис. 4, б), после этого дрейф ОПЗ<sup>+</sup> по существу прекращается. С установлением контакта ЭГД петель и ОПЗ<sup>+</sup> начинается процесс их активного взаимодействия. Результатом этого является образование на границе ОПЗ<sup>+</sup> и в промежутке между катодом и границей ОПЗ<sup>+</sup> локальных ЭГД течений (рис. 4, в), что приводит к увеличению оптической неоднородности и соответственно к сильному рассеянию света. Отметим, что толщина этой области, вообще говоря, зависит от удаления ячейки от точки приложения потенциала. С удалением ячейки уменьшается величина потенциала, и поэтому для создания вблизи катода критического поля ОПЗ<sup>+</sup> должен сместиться ближе к катоду, следовательно, толщина области рассеяния света уменьшается. Это объясняет падение контраста ложно возбужденных ячеек транспаранта при их удалении от точки приложения потенциала.

Исследуемый выше процесс имеет место и в реальных ЖК транспарантах матричной адресации. Проведем расчет. Пусть мы имеем реальные электрооптические ячейки толщиной  $d$ , на которые подано напряжение  $U < E_n \cdot d$ . Тогда вблизи анода образуется ОПЗ<sup>+</sup>, который дрейфует и создает вблизи катода дополнительное поле  $\Delta E$  [8]

$$\Delta E = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} (d - d^*), \quad (1)$$

где  $q$  — средняя плотность заряда ОПЗ<sup>+</sup>,  $d^*$  — толщина области между катодом и границей ОПЗ<sup>+</sup>.

Результирующее поле вблизи катода можно записать

$$E = \frac{U}{d} + \Delta E = \frac{U}{d} + \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon} (d - d^*), \quad (2)$$

Как показал эксперимент, дрейф ОПЗ<sup>+</sup> прекращается, когда напряженность  $E$  вблизи катода достигает пороговой величины, т. е.  $E = E_n$ . С учетом этого из (2) легко получить установившееся значение толщины области рассеяния света

$$d^* = d - \frac{\epsilon_0 \epsilon}{q} \left( E_n - \frac{U}{d} \right). \quad (3)$$

Из (3) следует, что  $d^*$  линейно растет с увеличением напряжения  $U$ . Выражение (3) справедливо при напряжениях, меньших пороговых. Этот случай имеет место в ложно возбужденных ячейках матричного транспаранта при

эффекте «креста». Время включения ячейки в этих случаях определяется в основном временем дрейфа ОПЗ<sup>+</sup> до установившегося положения

$$\tau = \frac{d - d^*}{V} = \frac{\epsilon_n \epsilon (E_n d - U)}{q \mu U}, \quad (4)$$

где  $V = \mu U/d$  ( $\mu$  — подвижность заряда).

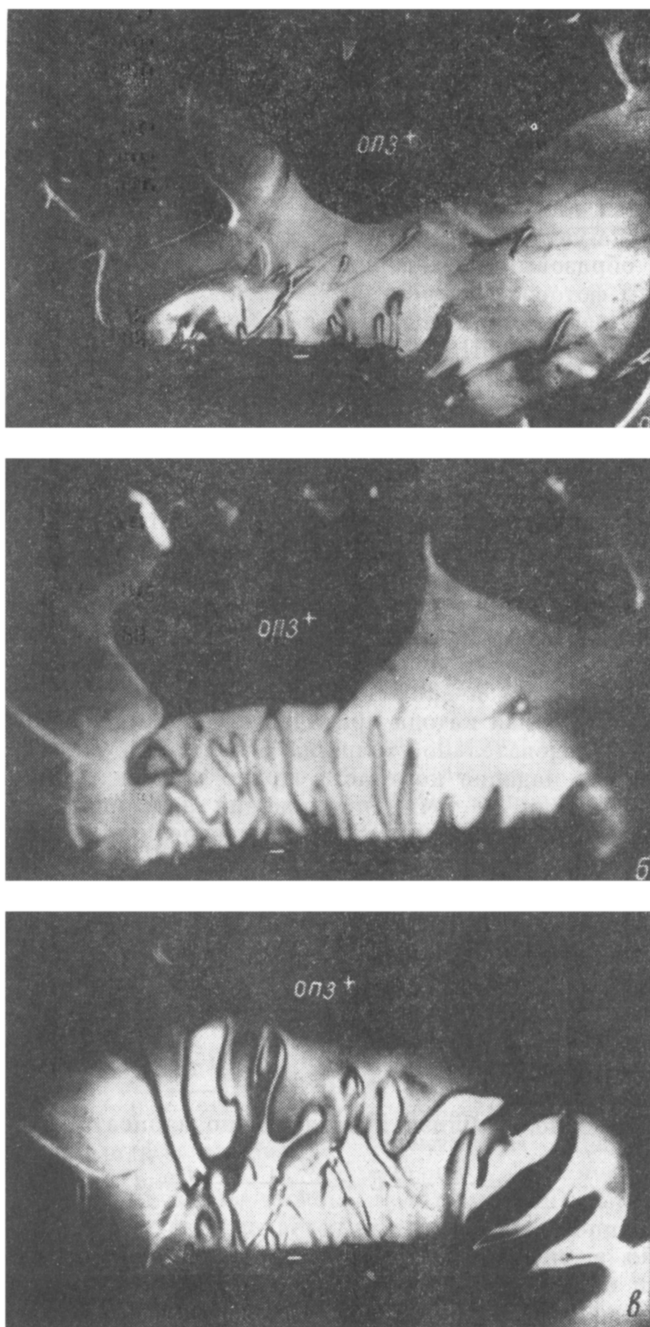


Рис. 4. Процесс перестройки текстуры в ЖК ячейке.

а — момент начала ЭГД течений вблизи катода, б — момент взаимодействия ЭГД течений и ОПЗ<sup>+</sup>, в — установившееся ЭГД течение между ОПЗ<sup>+</sup> и катодом.

Таким образом, мы установили, что дрейф ОПЗ<sup>+</sup> в нерабочих ячейках вдоль электродов, подводящих потенциал к рабочим ячейкам, продолжается до уста-

повления между катодом и ОПЗ<sup>+</sup> порогового поля, достаточного для возникновения там ЭГД течений. Необходимое для этого время  $\tau$  и расстояние  $d^*$  определяют временные и контрастные характеристики возбуждения ячеек при эффекте «креста», которые будут иметь свои значения для каждой конкретной ячейки. Когда в первой от рабочей ячейки установилось динамическое равновесие (ячейка включилась), в более удаленных еще идет миграция фронта ОПЗ<sup>+</sup>, так как скорость перемещения ОПЗ<sup>+</sup> в ячейке зависит от наведенного там напряжения. Процесс возбуждения эффекта «креста» во времени можно представить в виде семейства кривых (рис. 5), каждая из которых отражает положение границы ОПЗ<sup>+</sup> в соответствующий момент времени  $t_i$ . Матричная система адресации в силу несимметричного распределения потенциала при-

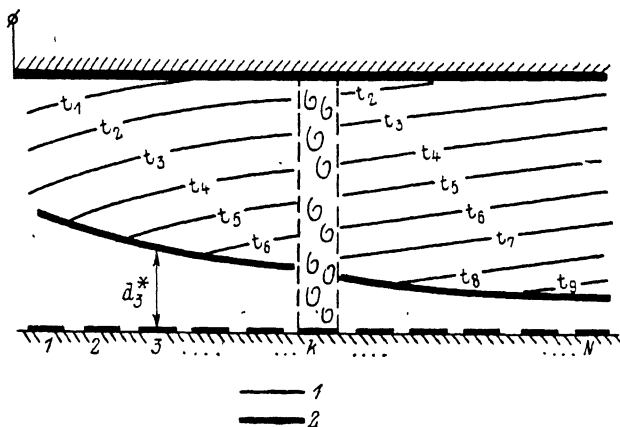


Рис. 5. Положение границы ОПЗ<sup>+</sup> в различные моменты времени.

1 — положение границы ОПЗ<sup>+</sup> в момент времени  $t_i$ , 2 — установившееся положение границы ОПЗ<sup>+</sup>.

водит к асимметрии контрастной характеристики ячеек вдоль электрода управления. Эта асимметрия задается точкой приложения потенциала и его падением вдоль электрода по мере удаления от этой точки.

Исходя из вышеприведенной модели проведем расчет основных характеристик возбуждения эффекта «креста». Выделим из общего поля транспаранта некоторую линейку вдоль электрода (рис. 6). Пусть рабочей ячейкой, на которую подано напряжение, является  $k$ -я ячейка. Напряжение на  $j$ -й ячейке меньше, чем на  $(j-1)$ -й, на величину

$$\Delta\varphi = (I_j + I_{j+1} + \dots + I_N) \rho_{\square} \frac{b+a}{a}, \quad (5)$$

где  $I_j, \dots, I_N$  — токи, протекающие соответственно в  $j$ -й и т. д. ячейках;  $\rho_{\square}$  — поверхностное сопротивление электродов;  $a$  — ширина электрода;  $b$  — расстояние между ячейками.

Напряжение на  $j$ -й ячейке связано с напряжением на  $(j-1)$ -й ячейке выражением

$$U_j = U_{j-1} - \rho_{\square} \frac{b+a}{a} (I_j + \dots + I_N). \quad (6)$$

Уравнение (6) представляет собой по существу систему уравнений, решая которую можно получить напряжение на всех ячейках линейки транспаранта. Из (5) легко получить распределение потенциала вдоль электрода управления

$$\varphi_j = \varphi_0 - \rho_{\square} \frac{b+a}{a} \{I_1 + 2I_2 + 3I_3 + \dots + j(I_j + \dots + I_N)\}. \quad (7)$$

Для дальнейшего расчета будем считать, что все ячейки вдоль выделенного электрода находятся в одинаковых условиях и на них имеется некий потенциал  $\varphi^*$ , кроме рабочей ( $k$ -й) ячейки, на которую подано рабочее напряжение. Кроме того, для простоты расчета положим, что во всех нерабочих

ячейках протекает одинаковый ток  $I_0$ . Это условие справедливо для ячеек, достаточно близко расположенных друг к другу, тогда напряжение на  $j$ -й ячейке можно записать

$$U_j = \varphi_j - \varphi^* = (\varphi_0 - \varphi^*) - \rho_{\square} \frac{b+a}{a} \frac{j(j+1)}{2} I_0 \text{ при } j < k,$$

$$U_j = \varphi_j - \varphi^* = (\varphi_0 - \varphi^*) - \rho_{\square} \frac{b+a}{a} \left[ \frac{j(j+1)}{2} I_0 + (I_p - I_0) k \right] \text{ при } j > k. \quad (8)$$

Анализируя уравнения (8) можно видеть, что напряжение на ячейках вдоль электрода транспаранта падает по мере удаления ячейки от точки приложения потенциала пропорционально  $\sim (j+1)j$ .

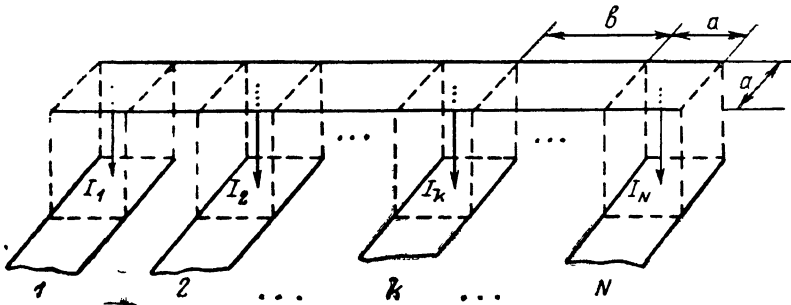


Рис. 6. Ячейки транспаранта с общим электродом.

Подставляя в (3) значения напряжения (8), получим зависимость толщины области рассеяния света  $d_j^*$  в  $j$ -й нерабочей ячейке

$$d_j^* = d - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{q} [E_n - A + B j (j+1)], \quad (9)$$

где

$$B = \rho_{\square} \frac{b+a}{2a} I_0,$$

$$A = (\varphi_0 - \varphi^*)/d, \quad j < k,$$

$$A = \left[ (\varphi_0 - \varphi^*) - (I_p - I_0) k \rho_{\square} \frac{b+a}{a} \right] / d, \quad j > k.$$

Таким образом, из (9) следует, что толщина области рассеяния света в возбужденных (нерабочих) ячейках зависит от номера  $j$ , уменьшаясь с его ростом как функция  $-j(j+1)$ . Следовательно, будет уменьшаться и контраст ложно возбужденных ячеек. Допустим, что интенсивность прошедшего через ячейку света зависит от толщины  $d_j^*$  области рассеяния света в ячейках как функция

$$i_j = i_0 \exp(-\alpha d_j^*), \quad (10)$$

где  $\alpha$  — коэффициент потерь;  $i_0$  — интенсивность света, падающего на транспарант;  $i_j$  — интенсивность света, прошедшего через  $j$ -ю ячейку линейки транспаранта.

Подставив в (10) выражение (9), получим зависимость контраста ячейки от ее номера и конструктивных параметров транспаранта

$$K_j = \frac{i_j}{i_0} = A^* \exp(\alpha B^*/4) \exp\left[-\alpha B^* \left(j + \frac{1}{2}\right)^2\right], \quad (11)$$

где

$$A^* = \exp\left[-\alpha \left(d - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{q} (E_n - A)\right)\right],$$

$$B^* = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{q} B.$$

Из (11) следует, что контрастность ячеек, возбужденных эффектом «креста», уменьшается с увеличением  $j$  как функция  $\exp[-\alpha B^*(j+1/2)^2]$ .

Время включения нерабочих ячеек  $\tau_j$  также зависит от номера  $j$  ячейки. Подставив в (4) выражение (8), получим время  $\tau_j$

$$\tau_j = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon E_n d}{q\mu [A - B(j+1)j]} - \frac{\varepsilon \varepsilon}{q\mu}. \quad (12)$$

Здесь  $A$  и  $B$  имеют тот же вид, что и в формуле (9). Из (12) видно, что время включения ячеек при эффекте «креста» увеличивается с ростом  $j$ , т. е. ячейки включаются последовательно одна за другой: первыми включаются ячейки, расположенные рядом с точками приложения потенциалов, затем через некоторое время следующие за ними, и т. д.

Подбирая конструктивные параметры транспаранта (такие как поверхностное сопротивление  $\rho_{\square}$ , ширину электродов  $a$ , зазор между ячейками  $b$ , толщину ЖК ячейки  $d$  и т. д.), а также выбирая частоту рабочего напряжения  $f$ , можно оптимизировать работу транспаранта. Частота должна удовлетворять условию

$$f > \frac{1}{\tau_j}. \quad (13)$$

Для расчета частоты выберем наименьшее время  $\tau_j$ , ему соответствует  $j=1$ . С учетом этого частота должна удовлетворять следующему соотношению:

$$f > \frac{1}{\tau_1} = \frac{q\mu}{\varepsilon_0 \varepsilon} \frac{A - 2B}{E_n d - A + 2B}. \quad (14)$$

При этих частотах управляющего напряжения эффект «креста» не будет успевать включиться.

Проведенное исследование дает возможность оптимизировать конструкцию транспарантов матричной адресации и подбирать оптимальные условия, чтобы избежать включения эффекта «креста».

#### Список литературы

- [1] Eiji Kaneko. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1986. Vol. 139. P. 81—95.
- [2] Nehring J. // Advances in Liquid Crystals Research and Applications / Ed. L. Bata. Budapest: Pergamon Press, 1981. Vol. 2. P. 1155—1165.
- [3] Васильев А. А. // Управляемые транспаранты и реверсивная запись оптических сигналов. М.: Наука, 1981. С. 3—135.
- [4] Гудков В. А. // Жидкие кристаллы и их применение. Иваново, 1980. С. 131—140.
- [5] Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
- [6] Цветков В. А., Гребенкин М. Ф. // Жидкие кристаллы / Под ред. С. И. Жданова. М.: Химия, 1979. С. 160—195.
- [7] Капустин А. П. Экспериментальные исследования жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 368 с.
- [8] Гудков В. А. // Кристаллография. 1985. Т. 30. Вып. 2. С. 349—352.

Физико-технический институт  
им. С. У. Умарова АН ТаджССР  
Душанбе

Поступило в Редакцию  
15 мая 1989 г.  
В окончательной редакции  
26 июня 1990 г.