

СИЛЬНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ В УСЛОВИЯХ НУЛЕВОЙ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

А. С. Фурман

УДК 535.876

Предложена оптическая схема, позволяющая существенно увеличить дифракционную эффективность динамических голограмм и получить сильный нелокальный отклик во внутрирезонаторной ячейке с нелинейной средой, локальной при обычных условиях. Для этого помимо двух пучков, формирующих голограмму, перпендикулярно к плоскости их падения подается третий опорный пучок, проходящий сквозь зеркала резонатора Фабри—Перо. Для фоторефрактивных кристаллов условия появления обсуждаемого эффекта отвечают нулевой дифференциальной проводимости. На основе экспериментальных данных показано, что данные условия легко реализуемы. Возникающий при этом нелокальный отклик обеспечивает эффективный энергообмен между записываемыми пучками, важный для приложений. Для фоторефрактивных полупроводников коэффициент усиления, характеризующий энергообмен, может достигать значений $\sim 10^3 \text{ см}^{-1}$.

В настоящее время интенсивно исследуются нелинейные оптические эффекты, связанные с записью динамических голограмм. Наиболее фундаментальным из них является эффект самодифракции света — энергообмена между скрещивающимися пучками при рассеянии на создаваемой ими голографической решетке [1]. Этот эффект лежит в основе многочисленных приложений, связанных с усилением световых сигналов, с оптической обработкой информации, а также с обращением волнового фронта в адаптивной оптике [2-4].

Хорошо известно, что стационарный энергообмен возможен лишь в средах с нелокальным откликом, т. е. при наличии фазового сдвига $\varphi \neq 0, \pi$ между периодическим распределением интенсивности света и создаваемой им решеткой. Максимальный энергообмен реализуется при $\varphi = \pi/2$. Поэтому основным объектом для приложений являются фоторефрактивные сегнетоэлектрики (например, BaTiO_3 , LiNbO_3), в которых указанное условие выполняется за счет электрооптического эффекта и неоднородного внутреннего поля, возникающего при диффузии фотоэлектронов. Однако возможности использования таких материалов существенно ограничены их низкой фоточувствительностью и быстродействием, а также рядом технологических проблем [4]. Этих недостатков лишены фоторефрактивные полупроводники (например, полужолирующие соединения GaAs , InP , а также силлениты $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$). В частности, их фоточувствительность на 3—6 порядков выше, чем в сегнетоэлектриках, благодаря большим подвижностям свободных электронов и сечениям фотоионизации [3, 4]. Вместе с тем величина их фоторефрактивного отклика недостаточна велика из-за сравнительно малых электрооптических коэффициентов. Этот отклик может быть существенно увеличен при приложении к кристаллу постоянного внешнего электрического поля E_0 , однако при этом отклик оказывается близким к локальному и заметного энергообмена между световыми пучками не происходит.

Таким образом, весьма актуальным является поиск условий, обеспечивающих сильный нелокальный отклик. В работах [5-7] было обна-

ружено, что такой отклик возникает в фоторефрактивных полупроводниках с полем E_0 в случае движущейся интерференционной картины (при наличии частотного сдвига между световыми пучками). Как показано в [8, 9], этот эффект связан с резонансным возбуждением волн перезарядки ловушек [10].

В настоящей работе предлагается новая оптическая схема, позволяющая получить сильный нелокальный отклик в нелинейной среде, локальной при обычных условиях. Эта схема отличается тем, что помимо двух пучков (1 и 2), формирующих решетку, перпендикулярно к плоскости их падения подается третий пучок (3), причем грани образца, через которые проходит пучок 3, представляют собой резонатор Фабри—Перо (рис. 1: опорный пучок 3 может не быть взаимнокогерентным с обменивающимися энергией пучками 1 и 2).

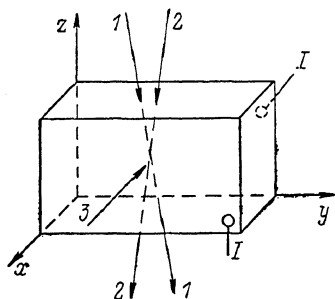


Рис. 1. Схема трехволнового взаимодействия в нелинейной среде.

1, 2 — пучки, формирующие фазовую решетку; 3 — входная и выходная грани для опорного пучка 3, представляющие собой зеркала резонатора Фабри—Перо.

Физическая причина сильной оптической нелинейности связана с тем, что фазовая решетка, созданная пучками 1 и 2, изменяет локальные условия резонанса для пучка 3 и в результате приводит к пространственной модуляции его интенсивности. Эта дополнительная неоднородная засветка в свою очередь усиливает решетку и обусловленный ею энергообмен.

Показано, что в случае фоторефрактивного полупроводника с полем E_0 обсуждаемая нелинейность может быть гораздо сильнее, чем при возбуждении волн перезарядки. Примечательно, что условия, обеспечивающие оптимальный отклик в предлагаемой схеме, соответствуют нулевому дифференциальному сопротивлению фоторефрактивного полупроводника. На основе анализа экспериментальных данных показано, что эти условия легко реализуемы. При этом коэффициент усиления, характеризующий энергообмен световых пучков, может достигать очень больших значений $\gamma \sim 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-1}$.

1. Постановка задачи

Нелинейные оптические свойства произвольной среды характеризуются комплексным откликом a_K , определяющим модуляцию показателя преломления $n = n_0 + \tilde{n} \exp(iKy)$, вызванную периодическим распределением интенсивности света $I = I_0 + \tilde{I} \exp(iKy)$,

$$\tilde{n} = a_K \tilde{I} \quad (1)$$

(при $|\tilde{I}| \ll I_0$ величина a_K не зависит от \tilde{I}). В частности, через a_K'' — мнимую часть величины a_K — выражается коэффициент усиления γ_{12} при энергообмене двух интерферирующих световых пучков 1 и 2 с амплитудами E_1 и E_2 , $|E_1| \ll |E_2|$. Действительно, подставляя соотношение (1) и $\tilde{I} = \tilde{I}_{12} = 2E_1 E_2^*$ в известное уравнение для связанных волн¹

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = i \frac{\pi}{\lambda \cos \theta} \tilde{n} E_2, \quad (2)$$

находим (см. [2, 3]), что $E_1 \sim \exp(\gamma_{12} z)$ и

$$\gamma_{12} = \frac{\pi}{\lambda \cos \theta} a_K'' |E_2|^2. \quad (3)$$

¹ Здесь и в дальнейшем мы используем перенормированное выражение для интенсивности света, опуская множитель $cn_0/4\pi$, где c — скорость света.

Здесь λ — длина волны света, 2θ — величина угла между направлениями распространения пучков 1 и 2 в среде.

Нас будут интересовать глубина модуляции \tilde{n} и величина энергообмена γ_{123} в резонаторе при наличии третьего пучка 3 (рис. 1). Как мы увидим, эти величины также будут выражены через отклик a_K .

2. Общее рассмотрение

Прежде чем приступить к нашей задаче, рассмотрим элементарную ситуацию, когда пучки 1 и 2 отсутствуют. Как известно, усредненная вдоль оси x интенсивность света I_3 в резонаторе описывается выражением [11]

$$I_3 = \frac{1 - R^2}{1 + R^2 - 2R \cos(4\pi(L/\lambda_3)n)} |E_3|^2, \quad (4)$$

где R — коэффициент отражения зеркал резонатора, L — расстояние между зеркалами, E_3 — амплитуда падающего пучка 3, λ_3 — его длина волны. (Мы пренебрегли здесь поглощением света, полагая $L\beta \ll 1$, где β — коэффициент поглощения). При $L \gg \lambda_3$ интенсивность света в резонаторе I_3 очень сильно зависит от величины показателя преломления n и максимальна в условиях резонанса.

Перейдем теперь к интересующему нас взаимодействию трех пучков (рис. 1). Для простоты будем считать, что пучки 1 и 2 не интерферируют с 3. (Это справедливо, если последний создан отдельным источником света либо имеет поляризацию, ортогональную к поляризации пучков 1 и 2). Мы также не будем учитывать рассеяние пучков 1 и 2 на фазовой решетке (с волновым вектором вдоль оси x), возникающей вследствие интерференции пучка 3 в резонаторе. Это рассеяние пренебрежимо мало, так как для него не выполняется брэгговское условие.

Существенно, что при взаимодействии пучка 3 с решеткой, созданной при интерференции пучков 1 и 2, его интенсивность оказывается распределенной периодически вдоль оси y . В случае, когда период этой решетки $\Lambda = \lambda/(2 \cos \theta)$ достаточно велик, перераспределение интенсивности $I_3(y)$ должно определяться формулой (4) после подстановки $n = n_0 + \tilde{n} \cos(iKy)$, $K = 2\pi/\Lambda$. Для $R \sim 1$ данное приближение справедливо при условии $\Lambda \gg \sqrt{L\lambda_3}$, когда можно пренебречь дифракцией пучка 3 на решетке. При этом для каждого значения y имеется локальное условие резонанса, определяемое своим значением $n(y)$: интенсивность I_3 максимальна в областях, где $n(y)$ близко к резонансному значению. Полагая $\tilde{n} \ll \lambda_3/L$, получаем для амплитуды \tilde{I}_3 распределения $I_3(y)$ следующее выражение:

$$I_3 = a\tilde{n}, \quad (5)$$

$$a = \left(\frac{dI_3}{dn} \right)_{n=n_0} = \frac{8\pi R (1 - R^2) \sin(4\pi(L/\lambda_3)n_0)}{[1 + R^2 - 2R \cos(4\pi(L/\lambda_3)n_0)]^2} \frac{L}{\lambda_3} |E_3|^2. \quad (6)$$

Очевидно, что перераспределение интенсивности I_3 при взаимодействии пучка 3 с решеткой, созданной пучками 1 и 2, приводит к дополнительному вкладу в неоднородную засветку, формирующую эту решетку. Рассмотрим последствия, к которым приводит такая обратная связь. Для этого в уравнение (1) следует сделать подстановку

$$I = I_{12} + I_3.$$

После этого, используя (5), находим

$$\tilde{n} = A_K I_{12}, \quad A_K = 1/(a_K^{-1} - a). \quad (7)$$

Это выражение и определяет отклик среды на интерференцию пучков 1 и 2 в присутствии пучка 3. Действие пучка 3 сводится, таким образом, к замене a_K на величину A_K . Например, как видно из уравнений (2) и (5),

Для коэффициента усиления γ_{123} при энергообмене пучков 1 и 2 в присутствии 3 имеем

$$\gamma_{123} = (\pi/\lambda \cos \theta) A_K^* |E_2|^2. \quad (8)$$

Перейдем к анализу выражений (7), (8). Интересующие нас эффекты возникают, когда величина α оказывается близкой к вещественной части величины a_K^{-1} (знак и величина α определяются исходной настройкой резонатора при $n=n_0$; см. формулу (6)). Действительно, пусть при обычных условиях среда обладает откликом $a_K = a'_K + ia''_K$, близким к локальному ($a''_K \ll a'_K$). Тогда для нашего случая при $\alpha = a'_K^{-1}$ имеем

$$A_K = i(a''_K/a'_K), \quad |A_K| \gg |a_K|. \quad (9)$$

Таким образом, мы получаем вместо локального нелокальный отклик, который, кроме того, гораздо больше исходного по абсолютной величине. Это должно обеспечивать существенное увеличение дифракционной эффективности голограмм и интенсивности энергообмена между пучками, важное для приложений.

Отметим, что в случае чисто вещественного значения a_K мы получаем бесконечный отклик $A_K \rightarrow \infty$, т. е. его величина ограничивается лишь на нелинейной по параметру \tilde{n}/n_0 стадии процесса.

3. Фоторефрактивные кристаллы

Применим полученные выше результаты к актуальному объекту — фоторефрактивному кристаллу. Оптическая нелинейность такого материала определяется формированием поля объемного заряда δE при неоднородной фотоионизации глубоких примесных центров и электрооптическим эффектом

$$\delta n = n - n_0 = r_0 \delta E, \quad r_0 = n^2 \tilde{r} / 2, \quad (10)$$

r — эффективная компонента тензора электрооптических коэффициентов. Стационарное распределение поля E определяется уравнением баланса для степени заполнения примесных центров f , уравнением непрерывности для электронов и уравнением Пуассона

$$\Gamma n_e N (1 - f) - SINf = 0, \quad (11)$$

$$\text{div}(\mu n_e E + D \text{grad} n_e) = 0, \quad \text{div} E = -(4\pi e/\epsilon)(n_e - n_{e0} + Nf - Nf_0). \quad (12), (13)$$

Здесь n_e — концентрация свободных электронов, μ — их подвижность, D — коэффициент диффузии, N — концентрация примесных центров, S — сечение их фотоионизации, Γ — коэффициент захвата, ϵ — диэлектрическая проницаемость кристалла, e — заряд электрона, n_{e0} и f_0 — средние значения величин n_e и f . (Мы пренебрегаем термической ионизацией).

В отсутствие внешнего электрического поля фоторефрактивный отклик определяется диффузией фотоэлектронов. При этом из (10)–(13) получаем (см. [2, 3])

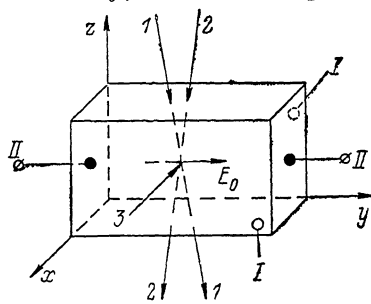
$$a_K = ir_0 (k_B T / e I_0) K, \quad (14)$$

T — температура кристалла, k_B — постоянная Больцмана. Этот отклик является нелокальным, однако он достаточно велик лишь в сегнетоэлектриках с большими значениями r_0 , использование которых связано с проблемами, упомянутыми в начале статьи. Величина отклика может быть существенно увеличена при приложении к кристаллу внешнего поля $E_0 \gg k k_B T / e$, перпендикулярного к плоскости интерференционной картины. При этом из (10)–(13) находим (см. [2, 3])

$$a_K = -r_0 E_0 / [1 - i K l_0 (\tau_M / \tau_1)] I_0, \quad (15)$$

$l_0 = \mu\tau E_0$ — дрейфовая длина; $\tau = (\Gamma N (1 - f_0))^{-1}$, $\tau_1 = f_0 (\Gamma n_{e0})^{-1}$, $\tau_{in} = \varepsilon (4\pi e \mu n_{e0})^{-1}$ — характерные времена жизни свободных электронов, релаксации заполнения примесных центров и максвелловской релаксации. Обычно имеем $Kl_0\tau_M/\tau_1 \ll 1$. Поэтому, хотя величина a_K , следующая из (15), гораздо больше, чем при $E_0 = 0$, отклик близок к локальному ($a_K'' \ll a_K'$) и величина энергообмена между пучками мала.

Рассмотрим теперь интересующую нас схему с тремя пучками для случая фоторефрактивного полупроводника с сильным электрическим полем $E_0 \gg Kk_B T/e$, перпендикулярным плоскостям интерференционной



картины, создаваемой пучками 1 и 2 (рис. 2).² При этом отклик A_K определяется формулами (7), (15)

$$A_K = -r_0 E_0 / I_0 [1 - i K l_0 (\tau_M / \tau_1) + (r E_0 / I_0) \alpha],$$

$$I_0 = |E_2|^2 + |E_3'|^2, \quad |E_3'|^2 = (I_3)_{n=n_0}. \quad (16)$$

Рис. 2. Схема трехволнового взаимодействия в фоторефрактивном кристалле.

II — электроды, E_0 — приложенное к кристаллу поле. Остальные обозначения те же, что и на рис. 1.

Из (16) следует, что дифракционная эффективность голограммы и энергообмен максимальны при условии

$$r_0 E_0 \alpha / I_0 = -1 \quad (17)$$

(совпадающем с требованием $\alpha = a_K^{-1}$, полученным в разделе 2). При этом имеем нелокальный отклик

$$A_K = i 4 \pi e N (1 - f_0) r_0 / \varepsilon K I_0, \quad (18)$$

существенно превышающий по абсолютной величине как следующий из (15), так и возникающий при возбуждении волн перезарядки [3-7].

Обсудим теперь выполнимость условия (17). При высоком качестве резонатора (когда величина R близка к единице) это условие может быть выполнено даже при низких значениях E_0 , так как величина I_3 имеет резкий максимум в резонансе, а α очень велика. Таким образом, при $R = 1$ для выполнения (17) достаточно подобрать параметр $n_0 L / \lambda_3$ близким к резонансному значению, обеспечив требуемый знак α .

Убедимся, что условие (17) может быть также выполнено даже при низком качестве зеркал ($R \ll 1$) и при произвольной исходной настройке резонатора. Действительно, в соответствии с (6) величина и знак α изменяются периодически с изменением поля E_0 , поскольку

$$n_0 = n_{00} + r_0 E_0. \quad (19)$$

Здесь n_{00} — значение показателя преломления в отсутствие электрических и оптических полей. Поэтому условие (17) можно удовлетворить, подобрав значение E_0 . Используя типичные значения параметров: $r \sim 5 \cdot 10^{-10}$ см/В, $n_{00} \sim 2.5$, $\lambda_3 \sim 0.5$ мкм, $L \sim 1$ см, находим, что для $|E_3'| \sim |E_2|$ обсуждаемое условие выполняется при $E_0 \sim 6$ кВ/см. Эта величина соответствует характерным значениям внешних полей в экспериментах [2-7].

Оценим теперь, при каких соотношениях амплитуд пучков 1, 2 и 3 справедливы полученные выше результаты. Из условия $\tilde{n} \ll \lambda_3 / L$ и соотношений (7), (18) следует требование

$$\frac{E_1 E_2'}{|E_2|^2 + |E_3'|^2} \ll \frac{\lambda_3 \varepsilon}{2 \Delta e N (1 - f_0) r_0 L}. \quad (20)$$

² В данной геометрии имеется дополнительное основание пренебрегать интерференцией пучка 3 с 1 или 2. Она несущественна, так как эффективна лишь запись решеток с волновым вектором K , параллельным E_0 .

Полагая $N(1-f_0) \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\Lambda \sim 50 \text{ мкм}$, находим, что правая часть неравенства (20) имеет порядок величины 10^{-1} . Таким образом, при $E_3 \sim \sim E_2$ необходимо выполнение условия $E_1 < 10^{-1} E_2$. Однако при достаточно больших значениях E_3 ограничение для соотношения интенсивностей пучков 1 и 2 отсутствует.

4. Нулевое дифференциальное сопротивление

При обсуждении физического смысла полученных результатов полезно рассмотреть вольт-амперную характеристику (ВАХ) обсуждаемой резонаторной ячейки с фоторефрактивным кристаллом (в отсутствие записывающих пучков 1 и 2). Существенно, что стационарная концентрация свободных электронов n_{e0} пропорциональна интенсивности света в кристалле I_3 . Последняя, как следует из формул (4) и (19), является периодической функцией поля E_0 (рис. 3, а). При превышении полем E_0 резонансного

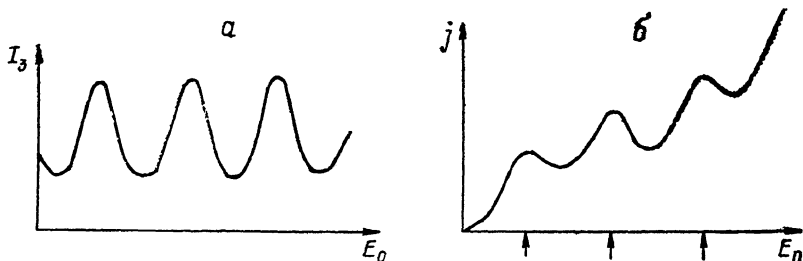


Рис. 3. Схематическое изображение зависимости интенсивности света I_3 в помещенном в резонатор фоторефрактивном кристалле от приложенного поля E_0 (а) и ВАХ этого кристалла (б).

Стрелками указаны значения поля E_0 , обеспечивающие максимальную оптическую нелинейность.

значения величина $n_{e0} \sim I_3$ уменьшается с ростом E_0 . Поэтому дифференциальная проводимость кристалла σ_d может при определенных условиях оказаться отрицательной — на ВАХ появляются периодически расположенные падающие участки (рис. 3, б). Подобная ВАХ была обнаружена и интерпретирована Рывкиным [12] при исследовании внутрирезонаторной оптической бистабильности в полуизолирующем GaAs.

Примечательно, что критерий появления отрицательной дифференциальной проводимости совпадает с условием максимального отклика (17). Действительно, используя уравнения (5), (11), (19), находим

$$\sigma_d = \sigma_0 (1 + r_0 E_0 \alpha / I_0), \quad \sigma_0 = e \mu n_{e0}. \quad (21)$$

Таким образом, интересующие нас эффекты в фоторефрактивном кристалле возникают в условиях нулевого дифференциального сопротивления. Результат (16) полезно представить в виде

$$A_K = -r_0 E_0 / I_0 \left(\frac{\sigma_d}{\sigma_0} - i K l_0 \frac{\tau_M}{\tau_1} \right), \quad K l_0 \frac{\tau_M}{\tau_1} \ll 1. \quad (22)$$

При $\sigma_d < 0$ в соответствии с общими представлениями об электрической неустойчивости в обсуждаемой ячейке возможен спонтанный рост электрических флуктуаций. Однако величина фоторефрактивного отклика A_K при этом меньше, чем при $\sigma_d = 0$. Исследование динамики внутрирезонаторных флуктуаций при $\sigma_d < 0$ представляет самостоятельный интерес и выходит за рамки данной работы.

5. Коэффициент усиления

В заключение вычислим коэффициент усиления γ_{123} при энергообмене между пучками 1 и 2 в условиях $\sigma_d \approx 0$. Подставляя выражение (18) в (8), получаем

$$\gamma_{123} = \frac{2\pi}{\cos \theta} \frac{eN(1-f_0)r_0}{\epsilon} \frac{\Lambda}{\lambda} \frac{|E_2|^2}{|E_2|^2 + |E_3'|^2}. \quad (23)$$

Используя приведенные выше типичные значения параметров и полагая $|E_2| \sim |E'_3|$, находим, что величина γ_{123} может достигать очень больших значений $\gamma_{123} \sim 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-1}$.

Автор глубоко благодарен М. И. Дьяконову и Б. С. Рывкину за весьма полезное обсуждение, а также Б. И. Стурману за интересные замечания.

Список литературы

- [1] Винецкий В. Л., Кухтарев М. В., Одулов С. Г., Соскин М. С. // УФН. 1979. Т. 129. № 1. С. 113—137.
- [2] Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 269 с.
- [3] Hall T. J., Jaura R., Connors L. M., Foote P. D. // Prog. Quant. El. 1985. V. 10. N 2. P. 77—146.
- [4] Brody P. S., Efron U., Feinberg J., Glass A. M., Hellwanth R. W., Neurgaonkar R. R., Rakuljic G., Valley G. C., Woods C. // Appl. Opt. 1987. V. 26. N 2. P. 220—224; Valley G. C., Klein M. B., Mullen R. A., Rytz D., Wechsler B. // Ann. Rev. Mater. Sci. 1988. V. 18. P. 165—188.
- [5] Степанов С. И., Куликов В. В., Петров М. П. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 9. С. 527—531.
- [6] Refregier Ph., Solyman L., Rajebenbach H., Huignard J. P. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 1. P. 45—57.
- [7] Kumar J., Albanese G., Steier W. H. // Opt. Comm. 1987. V. 63. N 3. P. 191—193.
- [8] Фурман А. С. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 4. С. 1076—1085; ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 5. С. 295—303.
- [9] Furman A. S. // Ferroelectrics. 1988. V. 83. P. 41—53.
- [10] Жданова Н. Г., Каран М. С., Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. № 1. С. 364—371.
- [11] Merz J. L., Logan R. A., Sergent A. M. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. N 4. P. 1436—1450.
- [12] Рывкин Б. С. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. № 2. С. 65—69; ФТП. 1985. Т. 19. № 1. С. 3—27.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
14 октября 1988 г.