

ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ n -InSb В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

В. И. Кадушкин

Научно-исследовательский технологический институт, 390011, Рязань, Россия
(Получена 28 мая 1992 г. Принята к печати 15 декабря 1992 г.)

В экспериментах с n -InSb ($n = 1.52 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\mu = 58\,000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) при гелиевых температурах обнаружено anomальное воздействие тока j ($j_x, 0, 0$) на ЭДС ФМЭ в квантующем магнитном поле B ($0, 0, B_z$). Наблюдалось anomальное увеличение амплитуды осцилляций и смещение экстремумов. Эти явления имеют неразогревную природу. Измерения вольт-амперных характеристик ЭДС ФМЭ обнаружили эффект увеличения ЭДС ФМЭ для одного направления тока через образец и уменьшение ЭДС ФМЭ для противоположного направления. Эти аномалии объяснены компонентой ЭДС ФМЭ дрейфового типа, обусловленной полем Холла E_y . Из теоретического анализа дрейфовой компоненты следует, что дрейфовая скорость одного порядка с диффузионной и ЭДС ФМЭ пропорциональна произведению $j_x B_z^2$. Именно такая зависимость наблюдается в опытах.

Квантовые осцилляции нечетного фотомангнитного эффекта (ФМЭ) V_{PME}^{odd} , обнаруженные на вырожденных n -InSb и n -InAs Кикоиным Лазаревым [1], явились в дальнейшем объектом пристального внимания [2-8]. Основной интерес вызвало изучение природы anomальной смены знака ЭДС ФМЭ в магнитных полях, близких к квантовому пределу, т. е. в условиях выхода нижних подзон Ландау на уровень Ферми ξ . Это явление не следовало из квантовой теории фотомангнитного эффекта [9], основывающейся на обычных диффузионных представлениях. Авторы [10-12] показали, что anomальная смена знака ЭДС ФМЭ обусловлена эффектом Нернста на горячих электронах. Суммарная ЭДС ФМЭ определяется градиентом концентрации электронов ∇n и электронной температуры ∇T_e . Эти представления получили качественное подтверждение в экспериментах [13-20] по непосредственному измерению эффекта при возбуждении образца микроволновым излучением.

Воздействие сильного электрического поля E на ЭДС ФМЭ в условиях квантования наблюдали авторы [2, 14]. Нелинейные вольт-амперные характеристики (ВАХ) фотомангнитного эффекта при постоянном магнитном поле, наблюдавшиеся в работе [14], относились, по-видимому, к области квантового предела. В геометрии $E, j \parallel B$ авторы [2] на вырожденном n -InSb наблюдали эффекты, связанные с разогревом электронов.

В настоящей работе выполнены исследования нечетного фотомангнитного эффекта при воздействии на образец постоянного электрического поля E (тока j) в геометрии $E \perp B$: $E(0, E_y, 0)$, $j(0, j_y, 0)$ и $B(0, 0, B_z)$, $Y_{PME}(0, V_{PME}^{\text{odd}}(\omega), 0)$.

Техника и методика эксперимента были обычными [2]. Однако в данном случае образцы снабжались дополнительной парой токовых контактов (на торцах), а ЭДС ФМЭ фиксировалась на потенциальных контактах, расположенных на расстоянии более двух ширин образца. Обе пары контактов были защищены непрозрачными экранами во избежание паразитных фотоэдс. Тянущее (греющее электроны) поле было постоянным. В опытах модулировалось излучение $I(I(\omega))$,

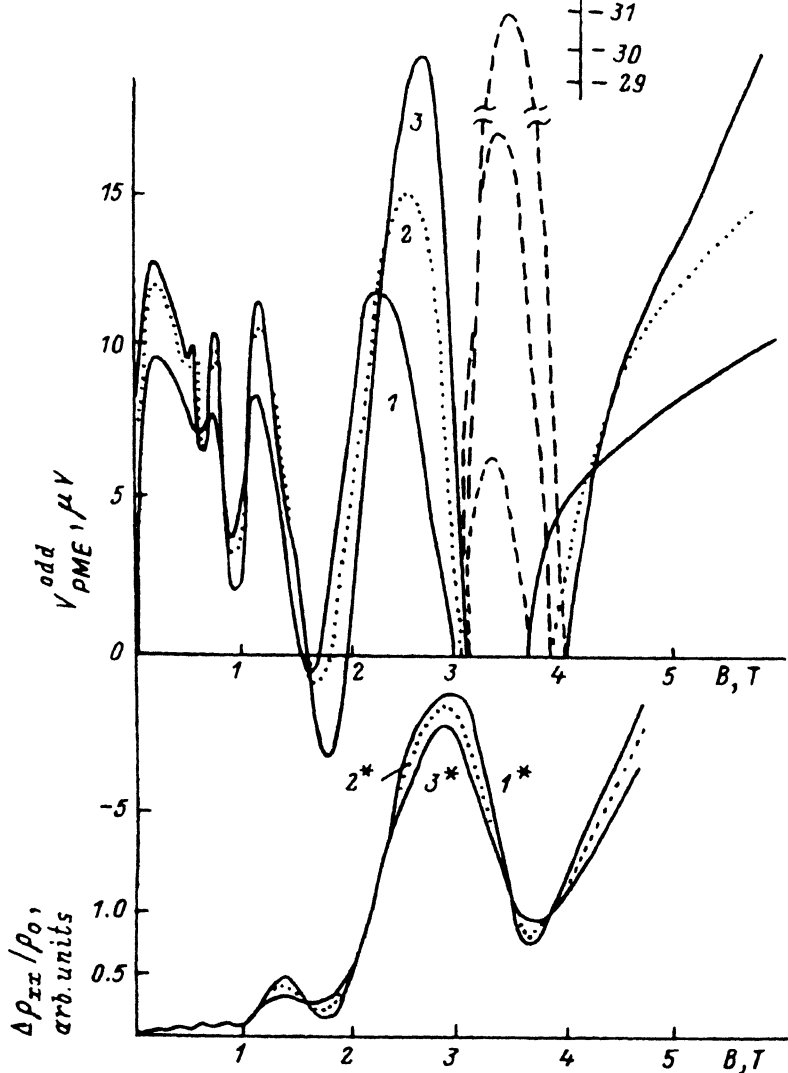


Рис. 1. Влияние постоянного поля E (тока j) на осцилляции ЭДС ФМЭ (1—3) и поперечного магнитосопротивления ($1^*—3^*$) в магнитном поле B . Образец n -ZnSb 6, $n = 1.52 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\mu = -58\,000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. $T = 4.2 \text{ К}$. j , мА: 1—0, 1^* —2, 2, 2^* —40, 3, 3^* —100. Штриховые участки на кривых 1—3 — отрицательные значения ЭДС ФМЭ.

0, 0). В качестве излучателей использовались светодиод или миниатюрная лампа накаливания. В последнем случае частота модуляции излучения составляла 19—21 Гц. Для измерений была применена обычная техника синхронного детектирования с использованием узкополосных усилителей У2-8 и селективного нановольтметра типа 232. От электрических наводок питающего напряжения блок образца экранировался металлическими сетками.

Контрольные опыты показали, что в отсутствие излучения измерительный тракт подавлял наводку на уровне $2 \cdot 10^{-8} \text{ В}$ (с максимальным током тянущего электрического поля). Измерительный сигнал ЭДС ФМЭ составлял десятки микровольт, при постоянном падении напряжения на образце до 300 мВ.

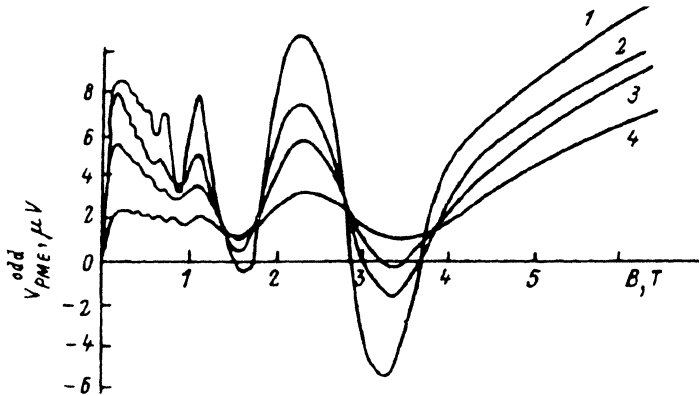


Рис. 2 Затухание осцилляций ЭДС ФМЭ при повышении температуры. Образец n -ZnSb 5. T , К: 1 — 4.2, 2 — 8, 3 — 12, 4 — 16.

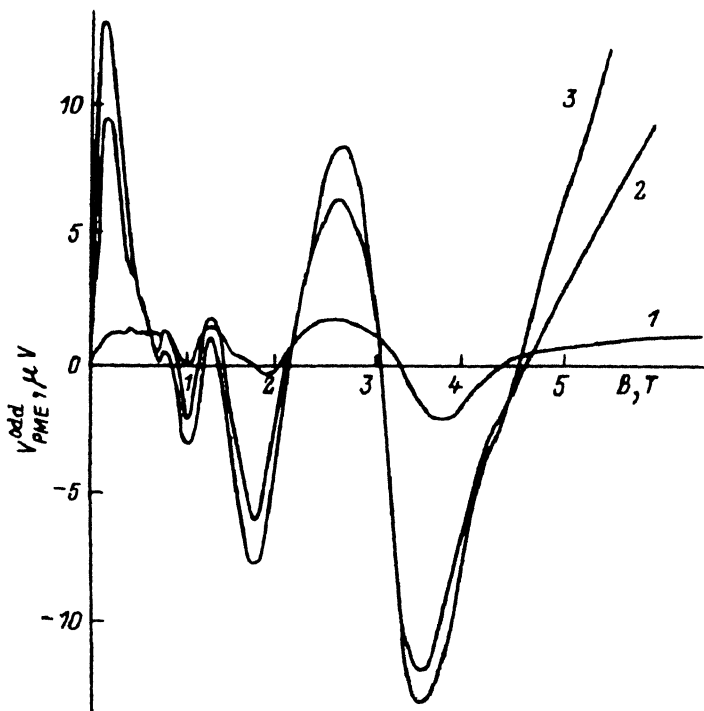


Рис. 3. Особенности осцилляций ЭДС ФМЭ при увеличении интенсивности излучения. Образец n -ZnSb 4. I/I_0 , отн. ед.: 1 — 1, 2 — 8, 3 — 18 ($I_0 = 2 \cdot 10^{15}$ кв/см²). $T = 4.2$ К.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

В реализованной геометрии опыта получен результат, существенно отличающийся от наблюдений, представленных в работе [2]. Первые особенности эксперимента иллюстрирует рис. 1. С увеличением тянущего поля (или электрического тока j) совершенно неожиданно наблюдается увеличение амплитуды осцилляций ЭДС ФМЭ и сильное смещение экстремумов. Осцилляции поперечного магнитосопротивления обнаруживают при тех же фиксированных токах

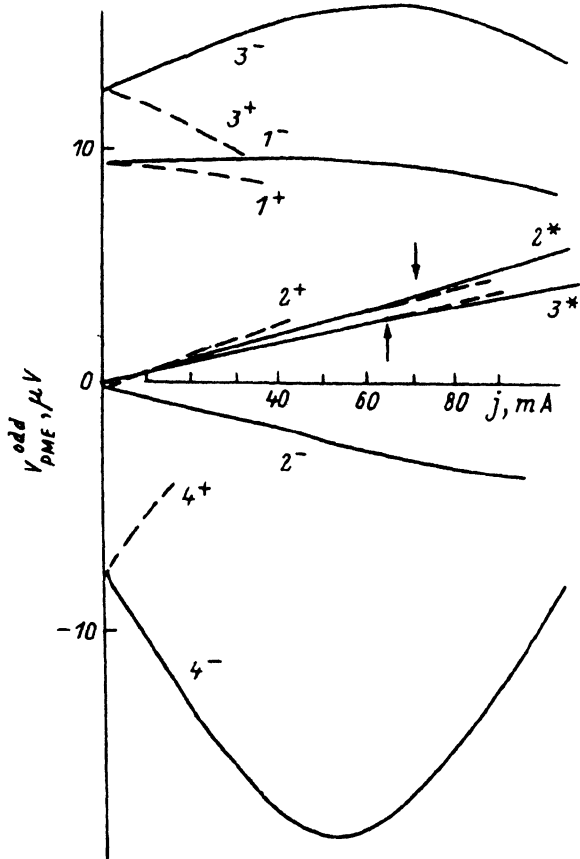


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики ЭДС ФМЭ ($1^+—4^+$, $1^-—4^-$) и магнитосопротивления (2^* , 3^*) в магнитном поле. $1^+—4^+$ и $1^-—4^-$ — прямые и обратные ветви ВАХ. Образец n -ZnSb б. $T = 4.2$ К. B, T : $1^+, 1^-—1.09$, $2^+, 2^-, 2^*—1.58$, $3^+, 3^-, 3^*—2.32$, $4^+, 4^-—3.26$.

через образец лишь очень слабое затухание квантования (уменьшение амплитуды на кривых $1^*—3^*$). Эффект аномального воздействия поля E на ЭДС ФМЭ не согласуется с эффектом температурного воздействия (рис. 2), но вполне вписывается в общую картину трансформации кривых ЭДС ФМЭ с увеличением интенсивности света (рис. 3).

Таким образом, пропускание постоянного электрического поля j ($j_x, 0, 0$) через образец с осциллирующим напряжением фотомагнитного эффекта эквивалентно по действию увеличению интенсивности излучения.

Во второй серии опытов, оказавшихся ключевыми для понимания аномалий в ЭДС ФМЭ, выполнены измерения вольт-амперных (ВАХ) и вольт-люксовых (ВЛХ) характеристик ЭДС ФМЭ в той же геометрии опыта, но при постоянном магнитном поле. Характерные особенности ВАХ ЭДС ФМЭ представлены на рис. 4. Здесь же приведены зависимости поперечного магнитосопротивления от величины тока через образец для оценки значений j , соответствующих появлению разогревного эффекта (стрелки у кривых 2^* , 3^*).

Из рисунка прежде всего видно, что разогрев электронов при токе $j \geq 50$ мА приводит к уменьшению ЭДС ФМЭ по абсолютной величине, и начало спада на зависимостях $V_{PME}^{odd}(j)$ происходит при том же токе, а следовательно, и

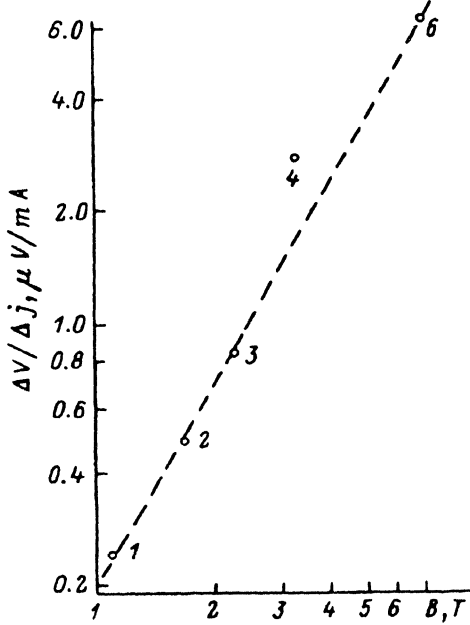


Рис. 5. Крутизна ВАХ ЭДС ФМЭ, иллюстрирующая закон $\sim B^{1.7}$. Цифры у точек соответствуют номерам ВАХ на рис. 4. Для точки 6 магнитное поле $B = 7.04$ Т. Образец n -ZnSb 6. $T = 4.2$ К.

(кривые $I^- - 4^-$ на рис. 4). Уменьшение интенсивности света I/I_0 соответствует эффекту смены знака тока (кривые $I^+ - 4^+$ на рис. 4).

Предлагается следующая интерпретация опытов. В обычных условиях с интенсивностью излучения $I(\omega)$, падающего на образец в направлении оси X (см. рис. 7, а, в), связывают два компонента в ЭДС ФМЭ [5, 10-12], определяемых градиентом концентрации неравновесных носителей $\nabla n(\omega) = \Delta n/h$ и градиентом электронной температуры $\nabla T_e \omega = \Delta T_e/h$ [5]:

$$V_{PME}^{odd} = V_1 + V_2 = \frac{l_d^2}{\tau_n} \Delta n(0) - \frac{l}{h} Q B_z \Delta T_e(0), \quad (1)$$

здесь Q — коэффициент Нернста, l_d — диффузионная длина дырок, τ_n — время жизни электронов, $\Delta n(0)$ и $\Delta T_e(0)$ — концентрация избыточных носителей тока и приращение электронной температуры на освещенной поверхности образца соответственно h и l — размеры образца по x и y осям. При этом первое слагаемое связано с диффузией избыточных неравновесных носителей Δn , а второе — с диффузией носителей $(\Delta n + n)$ из тонкого, порядка диффузионной длины l_d [4], приповерхностного слоя, имеющих температуру T_e , отличную от температуры электронов объема.

С постоянным током j_y внешнего источника в магнитном поле B_z связано поле Холла

$$E_x^+ = R_H j_y B_z, \quad (2)$$

где $R_H = 1/ne$ — постоянная Холла. Возникающие под действием излучения $I(\omega)$ неравновесные носители $\delta n(\omega)$ в поле E_x^+ (2) создадут ток

грящем электрическим поле E , что и изменение величины магнитосопротивления в осцилляциях.

Кроме того, начальные участки $V_{PME}^{odd}(j)$ обнаруживают линейное увеличение сигнала ЭДС ФМЭ по абсолютной величине, а крутизна ВАХ ЭДС ФМЭ зависит от магнитного поля по закону $\Delta V/\Delta j \sim B^{1.7}$ (рис. 5).

Третье, что следует отметить, это уменьшение по абсолютной величине сигнала V_{PME}^{odd} со сменой знака тока j — на +, т. е. на обратной ветви ВАХ ЭДС ФМЭ (рис. 4).

Вольт-люксовые характеристики в экстремумах осцилляций приведены на рис. 6. Подобие характера воздействия греющего электрического поля E и излучения I на амплитуду V_{PME}^{odd} иллюстрирует рассмотрение двух точек на этом рисунке, показанных светлыми кружками. Увеличение V_{PME}^{odd} с ростом j приводит к росту амплитуды сигнала ЭДС ФМЭ, что соответствует «←» направлению тока

$$j_x^+(\omega) = e\delta n(\omega) \mu E_x^+ \quad (3)$$

Отметим, что в $\delta n(\omega)$ входит избыточная концентрация Δn и разогретые до T_e электроны n в узком приповерхностном слое l_d . В свою очередь в магнитном поле B_z носители $\delta n(\omega)$, обеспечивающие ток (3), испытывают действие силы Лоренца в направлении оси y . Следовательно, возникает ЭДС Холла на неравновесных носителях $\delta n(\omega)$, созданных излучением

$$E_y^+(\omega) = R_H e \delta n(\omega) \mu E_x^+ B_z, \quad (4)$$

или с учетом (2)

$$E_y^+(\omega) \sim \delta n(\omega) j_y^+ B_z^2, \quad (5)$$

причем направление поля $E_y(\omega)$ определяется направлением тока j_y (рис. 7, а, в).

Таким образом, в присутствии постоянного тока j_y внешнего источника к двум компонентам $-V_1$ и V_2 в ЭДС ФМЭ (1) добавляется третий

$$V^* = \pm \text{const} \cdot j_y B_z^2. \quad (6)$$

Последнее выражение качественно описывает основные экспериментальные особенности, а именно: зависимости осцилляций ЭДС ФМЭ от электрического поля (рис. 1), аномальные вольт-амперные характеристики ЭДС ФМЭ в экстремумах осцилляций (рис. 4) и, наконец, почти квадратичную зависимость от магнитного поля крутизны ВАХ $\Delta V/\Delta j$ (рис. 5).

С микроскопической точки зрения неравновесная пульсирующая добавка $\delta n(\omega)$ электронов, помимо имеющейся диффузионной скорости v_{dif} , приобретает дрейфовую скорость $v_{dr} = \mu E_x$ в постоянном поле E_x . Так что эффективная скорость фотоэлектронов определяется как $v_{dif} \pm v_{dr}$.

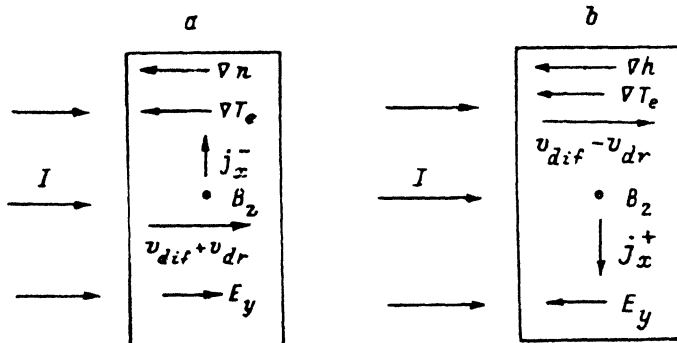


Рис. 7. Иллюстрация возникновения поля Холла E_y и добавок v_{dif} к дрейфовой скорости.

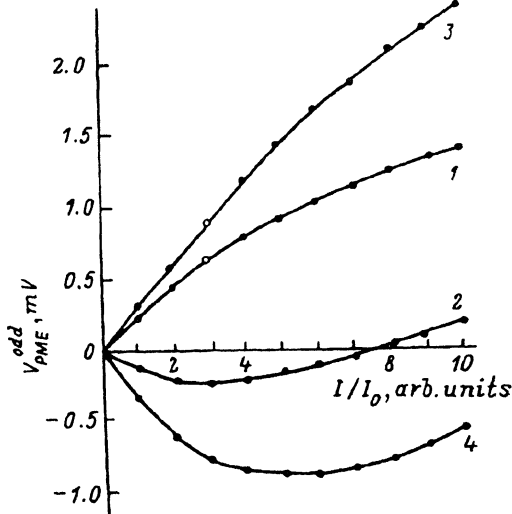


Рис. 6. Вольт-люксовские характеристики в экстремумах осцилляций ЭДС ФМЭ. Образец n -ZnSb 4. В, Т: 1 — 1.19, 2 — 1.82, 3 — 2.61, 4 — 3.61. $T = 4.2$ К.

Для того чтобы выяснить, заметна ли ЭДС V^* (6) на фоне $V_1 + V_2$, необходимо сопоставить дрейфовую и диффузионную скорости. Величина дрейфовой скорости, найденная из измерений эффекта Холла для исследованных образцов при 4.2 К, близка к 10^3 см/с. К сожалению, более или менее точной оценки величины диффузионной скорости по величине ЭДС ФМЭ получить невозможно. Это связано с тем, что ЭДС ФМЭ обусловлена как диффузионным, так и термомагнитным вкладом, и разделить их в настоящее время не представляется возможным.

Для количественного анализа результатов, представленных в этой работе, необходимо получить точное выражение для ЭДС ФМЭ с учетом граничных условий и пространственного распределения тока внешнего источника.

Автор выражает благодарность Ю. Г. Садафьеву, В. Н. Лактюшкину за помощь в выполнении экспериментов, Ю. А. Быковскому и В. Ф. Елесину за творческие дискуссии по предмету работы и Р. В. Парфеньеву, сделавшему ряд критических замечаний, позволивших более четко понять физическую сущность исследованных эффектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] И. К. Кикион, С. Д. Лазарев. Письма ЖЭТФ, 5, 434 (1966); Письма ЖЭТФ, 5, 393 (1967).
- [2] Р. В. Парфеньев, И. И. Фарбштейн, С. С. Шалыт. ЖЭТФ, 53, 1571 (1967).
- [3] М. С. Бреслер, А. В. Матвиенко, И. И. Фарбштейн. ФТТ, 9, 2448 (1967).
- [4] Р. И. Лягушенко, Р. В. Парфеньев, И. И. Фарбштейн, С. С. Шалыт, И. Н. Яссиевич. ФТТ, 10, 2241 (1968).
- [5] А. В. Матвиенко, Р. В. Парфеньев, И. Н. Яссиевич. ФТТ, 11, 2538 (1969).
- [6] И. К. Кикион, С. Т. Лазарев, Г. А. Шепельский, Т. Д. Ефремова. ЖЭТФ, 58, 60 (1970).
- [7] С. Д. Лазарев, Г. А. Шепельский, Г. Д. Ефремова. ФТТ, 12, 3317 (1970); ФТП, 4, 419 (1970).
- [8] С. Д. Лазарев, Г. Д. Ефремова. ФТП, 8, 743 (1974).
- [9] В. Н. Собакин. ДАН, 167, 318 (1966).
- [10] В. Н. Абакумов, Р. И. Лягушенко, И. Н. Яссиевич. ФТТ, 10, 2920 (1968).
- [11] Р. И. Лягушенко, И. Н. Яссиевич. ЖЭТФ, 57, 1432 (1969).
- [12] В. Н. Абакумов, И. Н. Яссиевич. ФТП, 5, 46 (1971).
- [13] Ю. Н. Гаврилюк, С. Г. Гасан-заде, Е. А. Сальков, Г. А. Шепельский. ФТП, 11, 1571 (1977); ФТП, 13, 112 (1979).
- [14] В. И. Иванов-Омский, Р. Линк, А. А. Малькова. ФТП, 12, 855 (1978).
- [15] С. Г. Гасан-заде, Е. А. Сальков, Г. А. Шепельский. ФТП, 12, 2045 (1978).
- [16] Д. А. Кичигин, И. Н. Раренко, Э. П. Тальянский, Д. Д. Халамейда. ФТП, 15, 375 (1981).
- [17] Ю. Н. Гаврилов, С. Г. Гасан-заде, Г. А. Шепельский. ФТП, 13, 1640 (1979).
- [18] Д. А. Кичигин, Д. Д. Халамейда. ФТП, 13, 2394 (1979).
- [19] С. Г. Гасан-заде, Е. А. Сальков, Г. А. Шепельский. ФТП, 16, 1706 (1982).
- [20] Д. А. Кичигин, И. М. Раренко, Э. Б. Тальянский, Д. Д. Халамейда, ФТП, 16, 1882 (1982).
- [21] В. И. Кадушкин, А. А. Денисов. ФТП, 22, 558 (1988).

Редактор Т. А. Полянская