

©1995

ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В МОДУЛИРОВАННО ЛЕГИРОВАННЫХ СТРУКТУРАХ МНОЖЕСТВЕННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$

В.А.Кульбачинский, В.Г.Кытин, А.де Виссер,
Б.Н.Звонков, Т.С.Бабушкина, И.Г.Малкина*

Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова
*Лаборатория Ван-дер-Ваальса-Зеемана, Амстердамский университет,
Нидерланды
(Поступила в Редакцию 24 мая 1994 г. В окончательной редакции 24 но-
ября 1994 г.)

Исследованы фотолюминесценция, температурные зависимости проводимости, отрицательное магнитосопротивление, эффект Шубникова-де Гааза и квантовый эффект Холла в системах множественных квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с модулированным легированием в интервале температур $0.4 < T < 300$ К в магнитных полях до 40 Т. Определены зависимости величин подвижности от ширины квантовой ямы и температуры, которые объясняются рассеянием электронов на шероховатостях рельефа боковых поверхностей квантовых ям только при ширине ям $L_W < 6$ нм. В более широких квантовых ямах подвижность существенно меньше, чем должна была бы быть при рассеянии электронов на ионизированных примесях или шероховатостях боковой поверхности. На основе анализа отрицательного магнитосопротивления по теории квантовых поправок к проводимости для двумерного случая определены величины и температурные зависимости времени сбоя фазы волновой функции электронов τ_ϕ .

Квантовые ямы являются удобными объектами для исследования особенностей взаимодействия двумерных (2D) электронов с различного рода возбуждениями и несовершенствами кристаллической решетки [1,2]. В последнее время возник большой интерес к напряженным структурам $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ множественных квантовых ям в связи с их возможным технологическим применением в качестве фотодетекторов в инфракрасной области спектра и в качестве полевых транзисторов, а также возможностью наблюдения в них новых физических явлений [3-7]. В тонких слоях $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ несоответствие параметров решеток вызывает напряжения, которые изменяют запрещенную зону и вызывают расщепление валентной зоны в Γ -точке. Это обстоятельство приводит к существенным отличиям физических свойств квантовых ям на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ от хорошо известных и подробно исследованных $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ -квантовых ям. Например, давление смещает подзоны более сложным образом по сравнению со структурами $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ [8-10]. Фотоэлектрические характеристики прибора в существенной степени определяются совершенством структуры, и любые нарушения кристаллической решетки (как регулярные, так и

хаотические) являются каналами рекомбинации, снижающими квантовую эффективность и ухудшающими шумовые характеристики. Механизм рассеяния носителей тока в системах множественных квантовых ям можно изучать как оптическими, так и гальваномангнитными методами. В большинстве работ изучаются оптические свойства структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$.

В настоящей работе изучены кроме фотолюминесценции гальваномангнитные свойства и квантовый эффект Холла в системе множественных квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ в магнитных полях до 40 Т при температурах до 0.4 К.

1. Образцы и методика измерений

Структуры выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в реакторе при температуре 630 °С. Система множественных квантовых ям представляла собой структуры из 15 периодов барьеров GaAs толщиной 0.163 μm и квантовых ям шириной $L_w = (5.2-10.4)\text{nm}$. В барьере на расстоянии $L_1 = 7\text{nm}$ от границы ям находились легированные кремнием до уровня $7 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$ слои толщиной $L_2 = 9.5\text{nm}$. Далее следовал нелегированный барьер толщиной $L_3 = 0.13\mu\text{m}$. На рис. 1 показана структура одной квантовой ямы. Квантовые ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в GaAs механически напряжены, а так как суммарная толщина их превышает критическую, возникают дислокации несоответствия. При малых толщинах промежуточного слоя (барьера) GaAs на поверхности структуры имеется сетка перекрещивающихся полос, а форма спектра отражает дефектность структуры. При увеличении толщины слоя GaAs между ямами от 0.02 до 0.15 μm поверхность структуры становится гладкой, увеличивается интенсивность фотолюминесценции, а форма спектра становится такой же, как у одиночной ямы.

Структуры множественных квантовых ям отделялись от подложки GaAs(Ст) буферным слоем $i\text{-GaAs}$ толщиной 0.08 μm у образца № 1 и 0.14 μm у образцов № 2, 3. По скорости роста структуры и энергии максимума фотолюминесценции определялись ширина квантовых ям и содержание x индия в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, так же как это делалось в [11].

Измеренные образцы представляли собой квадраты размером 4 \times 4 mm. Измерялись температурные зависимости проводимости в диапазоне температур 0.4–300 К, эффект Холла и поперечное магнитосопротивление в диапазоне температур 0.4–60 К. Магнитное поле до 8 Т создавалось с помощью сверхпроводящего соленоида с теплым полем. Магнитные поля до 40 Т получались с помощью установки квазистационарных (длительность импульса до 2 s) магнитных полей Амстердамского университета. Для получения температур до 0.39 К использовалась система с откачкой паров He^3 .

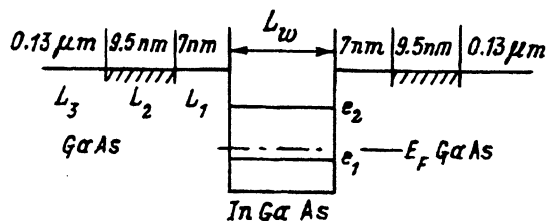


Рис. 1. Схема модулированно легированной квантовой ямы. E_c — дно зоны проводимости, e_1 , e_2 — уровни размерного квантования.

2. Результаты измерений

Полуширины спектров фотолюминесценции δE при $T = 77$ К, энергия Ферми E_F , экспериментальные значения подвижности μ_{exp} при 4.2 К, концентрация электронов в одной квантовой яме n_1 приведены в табл. 1. Значения подвижностей и концентраций n_1 двумерных электронов в квантовых ямах определены по осцилляциям Шубникова-де Гааза. Концентрации $2D$ -электронов указаны в пересчете на одну квантовую яму. На рис. 2 приведены зависимости сопротивления структур от температуры. Номера у кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1. При температуре ниже 20 К кривая $\sigma(T)$ хорошо аппроксимируется логарифмической зависимостью от температуры.

Качество исследованных в настоящей работе структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ было значительно хуже по сравнению со структурами $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ с квантовыми ямами. Например, в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ полуширина спектра фотолюминесценции при $T = 77$ К составляла 55 meV (рис. 3), что примерно в 3 раза больше по сравнению со структурами множественных квантовых ям $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ [12].

Таблица 1

Параметры образцов при $T=4.2$ К

№ образца	x	LW , nm	E_F , meV	n_1 , 10^{11}cm^{-2}	μ_{exp} , $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$	μ_{calc} , $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$	Λ , nm	δE , meV	Толщина $i\text{-GaAs}$, μm
1	0.27	5.2	31	9.1	8750	8900	17	35	0.08
2	0.28	8.0	37	11	9600	$1.9 \cdot 10^5$	17	55	0.14
3	0.30	10.4	34	10	10300	$5.3 \cdot 10^5$	17	53	0.14

Примечание. LW — ширина квантовой ямы, E_F — энергия Ферми, n_1 — концентрация двумерных электронов, μ_{exp} и μ_{calc} — экспериментальное и теоретическое значения подвижности, Λ — латеральный размер неоднородности, x — концентрация индия, $i\text{-GaAs}$ — буферный слой, δE — полуширина спектра фотолюминесценции.

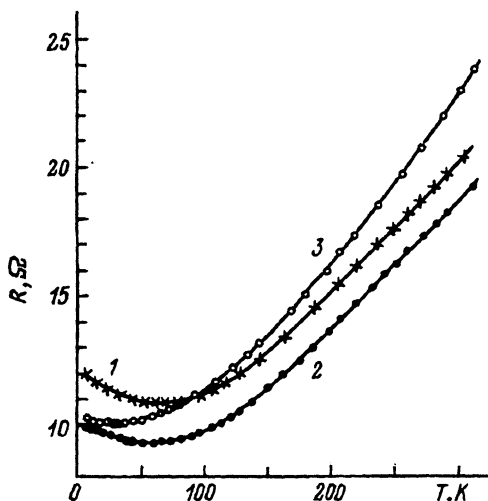


Рис. 2. Зависимости сопротивления структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ от температуры. Цифры у кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.

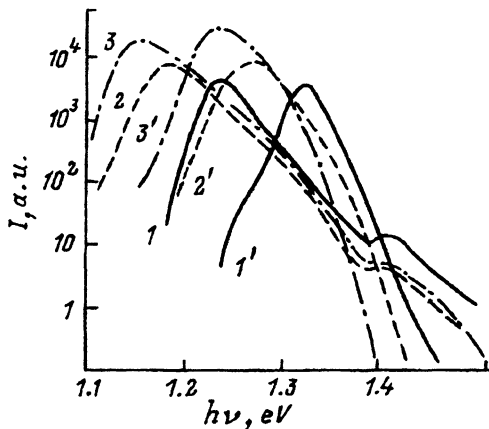


Рис. 3. Типичные спектры фотолюминесценции структур при 300 (1, 2, 3) и 77 К (1', 2', 3').

1, 1' — образец № 1, 2, 2' — образец № 2, 3, 3' — образец № 3.

У всех исследованных образцов при низких температурах наблюдается отрицательное магнитосопротивление (ОМС) с квадратичной зависимостью от магнитного поля, переходящей в логарифмическую. С увеличением температуры область квадратичной зависимости ОМС от магнитного поля расширяется, величина магнитного поля, соответствующего началу логарифмической зависимости, увеличивается, а абсолютная величина ОМС уменьшается. Магнитные поля, в которых наблюдается ОМС, ограничены величиной ≈ 0.1 Т. Исследование эффекта Холла показало, что концентрация двумерных электронов в структурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ увеличивается с ростом температуры в исследованном интервале температур.

У всех исследованных образцов при низких температурах наблюдается квантовый эффект Холла в сильных магнитных полях. На рис. 4 приведены зависимости поперечного ρ_{xy} и холловского ρ_{xy} сопротивлений от индукции магнитного поля B для образцов № 1 и 2 при температуре 4.2 К. Отметим, что в исследованных образцах отсутствует тонкая структура плато квантового эффекта Холла (рис. 4), и осцилляции от двумерных электронов монохроматичны, что свидетельствует об идентичности выращенных 15 квантовых ям.

Особенностью осцилляций Шубникова-де Гааза при температурах ≈ 0.4 К является наличие двух частот в спектре. Это обстоятельство связано с тем, что наблюдаются осцилляции не только от 2D-электронов, но и от легированного слоя, что хорошо различимо в наклонном магнитном поле. При фурье-преобразовании можно определить концентрацию электронов не только в квантовых ямах, но и в легированном слое.

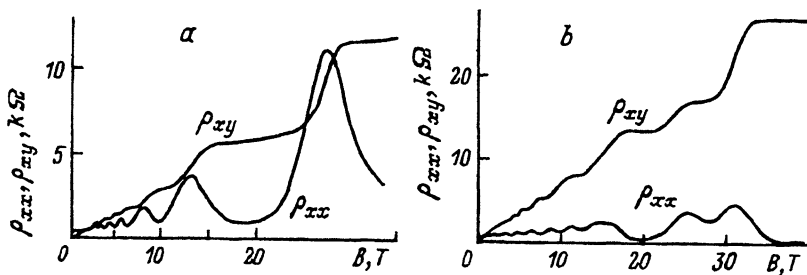


Рис. 4. Осцилляции Шубникова-де Гааза ρ_{xx} и холловского сопротивления ρ_{xy} образца № 1 (а) и образца № 2 (б) при $T = 4.2$ К.

3. Обсуждение результатов

Для расчета подвижности и ее зависимости от ширины квантовой ямы в [13,14] предложена модель рассеяния электронов на неоднородностях латеральных поверхностей ям. В этом случае подвижность определяется выражением

$$\mu = \frac{L_W^6 g(\Lambda, T, n)}{\Lambda^2 \Delta^2}, \quad (1)$$

где $g(\Lambda, T, n)$ — некоторая плавная функция латерального размера неоднородностей квантовой ямы Λ , температуры T и концентрации носителей тока n . Рассчитанная по формуле (1) подвижность сильно зависит от ширины квантовой ямы, что находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами для квантовых ям в GaAs/GaAlAs [12]. Варьируя размеры шероховатостей, можно подогнать расчетные температурные зависимости подвижностей к экспериментальным. В настоящей работе мы рассчитали подвижности электронов в квантовых ямах и их зависимости от ширины ямы и температуры для квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Как следует из наших результатов, только в образце № 1 подвижность полностью определяется рассеянием на латеральных неоднородностях рельефа. На рис. 5 приведены экспериментальные зависимости подвижности от температуры (точки) и расчет для образца № 1 (сплошная линия). Наилучшее согласие с экспериментальными зависимостями подвижности от температуры получается при высоте шероховатости Δ , равной высоте одного атомного слоя и длине 17 nm. Для образцов № 2, 3 такой расчет дает значения подвижностей существенно выше экспериментально определенных (они приведены также в табл. 1). Это неудивительно, так как для структур GaAs/AlAs [13,14] и структур GaAs/GaAlAs [12] были получены результаты, показывающие, что латеральные неоднородности рельефа существенны только при ширине ям менее 6 nm.

В настоящей работе нами был произведен расчет зависимости подвижности от температуры структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ при преимущественном рассеянии носителей тока на ионизированных примесях по методике, опубликованной в [15]. Величины подвижностей получились приблизительно на порядок выше, чем экспериментальные значения, с отличающейся температурной зависимостью. Таким образом, в ямах с $L_W > 6$ nm подвижность электронов в структурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ существенно меньше, чем можно ожидать из рассеяния на ионизированных примесях и неоднородностях боковых поверхностей ям. Ограни-

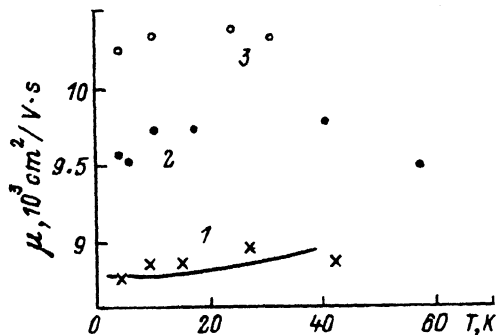


Рис. 5. Зависимости подвижности электронов от температуры. Номера соответствуют номерам образцов в табл. 1. Сплошная линия — расчет при рассеянии на неоднородностях латеральных поверхностей ям для образца № 1 с параметрами, указанными в табл. 1.

чение подвижности в исследованных структурах может быть связано с рассеянием электронов на потенциале, возникающем в напряженном слое.

При низких температурах логарифмический рост сопротивления при понижении температуры и ОМС, квадратичное в слабых и логарифмическое в сильных магнитных полях, хорошо описываются теорией квантовых поправок к проводимости для двумерного случая [16-18], которая справедлива в области вырождения, т.е. при $E_F \gg kT$. При этом при изменении температуры проводимости σ изменяется по закону

$$\sigma(T_2) - \sigma(T_1) = A \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} \ln(T_2/T_1). \quad (2)$$

Коэффициент A в логарифмической температурной зависимости проводимости определяется как слабой локализацией, так и электрон-фононным взаимодействием

$$A = \beta + (1 - \beta)p + \lambda, \quad (3)$$

где p — показатель степени в зависимости τ_φ от температуры [16,19].

$$\tau_\varphi = aT^{-p}. \quad (4)$$

Коэффициент β учитывает поправку Маки-Томпсона, связанную с рассеянием на сверхпроводящих флуктуациях, λ — константа электрон-электронного взаимодействия в диффузионном канале.

Анализ температурных зависимостей проводимости (рис. 2) и ОМС в слабых магнитных полях дает метод определения характерных времен релаксации носителей тока, в частности времени релаксации фазы волновой функции τ_φ из-за квазиупругого рассеяния электронов. Время τ_φ определяется электрон-электронным или электрон-фононным взаимодействием. Связь τ_φ с характерным временем неупругих столкновений и временем энергетической релаксации рассмотрена в [16,19].

В магнитном поле изменение проводимости описывается формулой

$$\sigma(B) - \sigma(0) = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} (1 - \beta) f_2 \left(\frac{4DeB\tau_\varphi}{\hbar c} \right), \quad (5)$$

где D — коэффициент диффузии, $f_2(x)$ имеет асимптотику $x^2/24$ при $x \ll 1$ и $\ln x$ при $x \gg 1$ [18,20]. Как показано в [21], зависимость (5) справедлива, пока магнитная длина $l_B = (\hbar c/eB)^{1/2}$ остается больше длины свободного пробега l электронов. В исследованных в настоящей работе образцах подвижность электронов не очень высокая, что позволяет применять формулу (5) в использованных для расчетов магнитных полях $B < 0.1$ Т. Магнитное поле разрушает слабую локализацию и подавляет соответствующий вклад (5). Зависимость λ от магнитного поля должна проявляться при $g\mu_B B/kT > 1$ (μ_B — магнетон Бора), что в нашем случае позволяет при низких температурах не учитывать этой зависимости. Вообще говоря, можно разделить вклады от слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия, что было

Положение уровней энергии в квантовых ямах

Номер образца	Расчет		Эксперимент	
	e_1, meV	e_2, meV	$\Delta E_c, \text{meV}$	$e_2 - e_1, \text{meV}$
1	114	—	180	—
2	150	49	190	100
3	178	98	203	100

Примечание. e_1, e_2 — уровни энергии в яме, отсчитанные от дна зоны проводимости, ΔE_c — глубина квантовой ямы, $e_2 - e_1$ — расстояние между уровнями энергии.

сделано для двумерного электронного газа в [22] при сверхнизких температурах. Анализ экспериментальных данных может быть сделан без учета квантовой поправки, связанной с взаимодействием электронов в куперовском канале [18,20], что позволяет полностью описать гальваномагнитные явления в двумерном электронном газе [23]. В рамках сделанных предположений, используя формулу Эйнштейна для вырожденного электронного газа

$$\mu = eD/E_F \quad (6)$$

и значения подвижностей $2D$ -электронов, можно получить значения коэффициента диффузии. Тогда по экспериментальным данным, используя τ_φ как параметр в (5), можно подогнать ОМС. Как следует из наших данных, зависимость $\tau_\varphi(T)$ хорошо описывается формулой (4). Это означает, что в исследованных системах при низких температурах основными механизмами релаксации фазы являются электрон-электронные столкновения с малой передачей энергии [17].

Исследование особенностей осцилляций Шубникова-де Гааза систем множественных квантовых ям показывает, что мы имеем дело с системой, в которой заполнена лишь нижележащая подзона, так как наблюдаются монохроматические осцилляции. Проведенные расчеты показывают, что при использованных размерах квантовых ям в образце № 1 в яме находится один уровень энергии, а в образцах № 2, 3 существует два электронных уровня, как показано на рис. 1. Положение уровней энергии e_1 и e_2 согласно расчету и из экспериментальных данных по фотолюминесценции приведено в табл. 2.

Таким образом, совокупность экспериментальных данных позволяет заключить, что зависимости подвижности электронов в исследованных множественных квантовых ямах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ от ширины квантовой ямы и температуры при низких температурах можно объяснить рассеянием электронов на неоднородностях рельефа только для ям шириной 5.2 нм. Для более широких квантовых ям ни рассеяние на неоднородностях боковых поверхностей квантовых ям, ни рассеяние на ионизированных примесях не приводят к столь низким значениям подвижности, которые наблюдаются экспериментально.

Работа выполнена при поддержке International Science Foundation и Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Силин А.П. УФН **147**, 485 (1985).
- [2] Ploog K., Dohler G.H. Adv. Phys. **32**, 285 (1983).
- [3] Gershoni D., Vandenberg J.M., Chu S.N.G., Temkin H., Tanbun-Ek T., Loran R.A. Phys. Rev. **B40**, 10017 (1989).
- [4] Moore K.J., Duggan G., Woodbridge K., Roberts C. Phys. Rev. **B41**, 1090 (1990).
- [5] Lee J.H., Hsieh K.Y., Kolbas R.M. Phys. Rev. **B41**, 7678 (1990).
- [6] Arent D.J. Phys. Rev. **B41**, 9843 (1990).
- [7] Osbourn G.C. J. Vac. Sci. Techn. **4**, 6, 1423 (1986).
- [8] Chan W., Fang X.M., Li D., Jiang S., Shen S.C., Hou H.W., Feng W., Zhou J.M. Appl. Phys. Lett. **57**, 475 (1990).
- [9] Shan W., Fang X.M., Li D., Jiang S., Shen S.C., Hou H.Q., Feng W., Zhou J.M. Phys. Rev. **B43**, 18, 14615 (1991).
- [10] Li G.-H., Zheng B.-Z., He-Xiang Han, Wang Z.-P., Anderson T.G., Chen Z.G. Phys. Rev. **B45**, 7, 3489 (1992).
- [11] Алешкин В.Я., Аншон А.Б., Бабушкина Т.С., Батукова Л.М., Демидов Е.В., Звонков Б.Н., Малкина И.Г. ФТП **24**, 5, 892 (1990).
- [12] Kulbachinskii V.A., Kytin V.G., Kadushkin V.I., Shangina E.L., de Visser A. J. Appl. Phys. **75**, 2081 (1994).
- [13] Hirakawa K., Noda T., Sakaki H. Surf. Sci. **196**, 365 (1988).
- [14] Noda T., Tonaka M., Sakaki H. Appl. Phys. Lett. **57**, 10, 1651 (1990).
- [15] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М. (1985), 415 с.
- [16] Altshuler B.L. Aronov A.G. In: Modern Problems in Cond. Matter Science / Ed. A.L.Efros and M.Pollak. Amsterdam (1985), p. 1.
- [17] Altshuler B.L., Aronov A.G., Khmelnitskii D.E. J. Phys. C. **15**, 36, 7367 (1982).
- [18] Полянская Т.А., Шмарцев Ю.В. ФТП **23**, 1, 3 (1989).
- [19] Aronov A.G. Physica B **126**, 1, 314 (1984).
- [20] Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Ларкин А.Н., Хмельницкий Д.Е. ЖЭТФ **81**, 2, 758 (1981).
- [21] Гаспарян В.М., Зюзин А.И. ФТТ **25**, 6, 1662 (1985).
- [22] Lin B.J.F., Paalanen M.A., Gossard A.G., Tsui D.C. Phys. Rev. **B29**, 2, 927 (1984).
- [23] Савельев И.Г., Полянская Т.А. ФТП **22**, 10, 1818 (1988).