ствие лазерного поля. Оценим величину $1/|F_{u'u}(0, \vec{k}_0)F_{uu'}(1, -\vec{k}_0)|$ для двухатомной молекулы в случае, когда допплеровское уширение оптического и ядерного переходов одного порядка с однородным. Известно [5], что в гармоническом приближении $\Phi_{qu\vec{p}}(\rho, t) = Q_{qu}(\rho - g\cos[\Omega t + \delta])$, $g = 2\vec{d}\vec{E}/m\Omega_0[\Omega_0 - \Omega(1 - P_e/Mc) + i\Gamma_{qu}/\hbar]$, где $\vec{d}$ — дипольный момент на единицу удлинения связи, Q_{qu} — стационарная волновая функция гармонического осциллятора. Амплитуда вынужденных колебаний $g \sim 10^{-9}$ см уже при $E_0 \sim 10^3$ в/см, если $d \sim 1$ деб/А, $M \sim 10^{-21}$ г, $\Omega_0 \sim 10^{14}$ с$^{-1}$, $\Gamma_{qu}/\hbar \sim 10^{11}$ с$^{-1}$.

$$\langle \Phi_{qu'\vec{p}} | e^{i\vec{k}_0\vec{R}_1} | \Phi_{qu\vec{p}} \rangle \sim e^{-k_0 g \frac{m_2}{M}\cos\Omega t} \langle Q_{qu'} | e^{-ik_0\rho\frac{m_2}{M}} | Q_{qu'} \rangle,$$

где m_2 — масса ядра 2 в двухатомной молекуле. При $\rho_m \sim 10^{19}$ см$^{-3}$, $k_0 \sim 10^{10}$ см$^{-1}$, $m_2/M \sim 10^{-1}$, $k_0\rho_m f_0 \sim 1$ см $|F_{u'u}(0, \vec{k}_0)F_{uu'}(1, -\vec{k}_0)| \sim 0,1$ и $\Delta z \sim 10$ см.

Таким образом, когерентное преобразование частоты γ-квантов происходит на небольших толщинах газа. При энергиях $E_{\alpha j} - E_{\alpha' j'} + E_{qu\vec{p}} - E_{qu'\vec{p}} - n\hbar\Omega \approx \hbar\omega$ возникает сильное резонансное поглощение, которое можно наблюдать также по вторичным эффектам, например, электронам внутренней конверсии или по процессу фотоделения ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бушуев В., Колпаков А., Кузьмин Р.— УФН, 1978, т. 126, с. 497.
2. Барышевский В.— Докл. АН БССР, 1979, т. 23, с. 1107.
3. Берлович Е., Василенко С., Новиков Ю. Времена жизни возбужденных состояний ядер.— Л., 1972.
4. Летохов В., Чеботаев В. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии.— М., 1975.
5. Браун П., Петелин А.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 1581.

Поступила в редакцию 10.05.82.

Кафедра ядерной физики

УДК 539.121.7

В. В. ТИХОМИРОВ

ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ПРОЦЕССЫ ИЗЛУЧЕНИЯ И РОЖДЕНИЕ ПАР В КРИСТАЛЛАХ ПРИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Влияние многократного рассеяния на радиационные процессы в кристаллах активно исследуется в последнее время [1—4]. В работе [5] показано, что при больших энергиях γ-квантов возникает новое явление двойного лучепреломления. Теория этого эффекта дана в [6]. Суть этого явления состоит в следующем. Взаимодействие γ-квантов достаточно высоких энергий с атомными плоскостями (осями) описывается теорией рождения пар в медленно меняющемся электрическом поле $-\nabla_{\vec{\rho}} V$ [6], V — усредненный потенциал плоскостей (осей), производная берется в направлении, перпендикулярном к ним. Известно [7, 8], что в электрическом поле γ-кванты, поляризованные параллельно и перпендикулярно к нему, поглощаются по-разному. Поле атомных плоскостей направлено во всем кристалле вдоль нормали к плоскостям. Поэтому в нем γ-кванты с различной поляризацией поглощаются по-разному. Взаимодействие γ-квантов с веществом может быть описано на языке показателя преломления. Его мнимая часть, определяемая сечением рождения пар γ-квантом, позволяет при помощи дисперсионного соотношения

$$\mathrm{Re}\, n^2(z) = 1 - \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{Im}\, n^2(z')\, dz'}{z' - z} \tag{1}$$

определить действительную часть, описывающую преломление γ-квантов. Естественно, различное поглощение γ-квантов приводит к тому, что кристалл обладает свойством двулучепреломления. В связи с проведением в (1) интегрирования по области переменной z'', соответствующей сколь угодно большим энергиям γ-квантов, встает вопрос о роли эффекта Ландау — Померанчука. Напомним, что эффектом Ландау — Померанчука называется уменьшение сечений излучения и рождения пар электронов и позитронов высоких энергий, вызываемое многократным кулоновским рассеянием в веществе [9]. Результатом этого уменьшения является увеличение проникающей способности электронов, позитронов и γ-квантов. Рождаемые γ-квантом энергии ω на отдельном атоме электроны (и позитроны, далее, для определенности говорим об электронах) разлетаются под углами $\sim \Theta_1 = \frac{m}{E}$ $(\hbar = c = 1)$, m, E — масса и энергия электрона. Формирование рождаемой пары происходит на когерентной длине $l_{\text{ког}} = \frac{EE_1}{m^2\omega}$, $E_1 = \omega - E$. Для основных энергий электрона $E \sim \omega$ $l_{\text{ког}} \sim \omega/m^2$. Если на расстоянии $l_{\text{ког}}$ многократное рассеяние отклоняет электроны и позитроны на углы, превышающие Θ_1, то это приводит к уменьшению когерентной длины и, следовательно, сечения рождения пар. Средний квадрат угла многократного рассеяния на длине l дается выражением $\overline{\Theta^2(l)} = \frac{E_k^2 l}{E^2 L}$, где $E_k^2 = 4\pi \cdot 137\, m^2$, L — радиационная длина (см., например, [1]). Следовательно, эффект многократного рассеяния существен, если

$$\frac{E_k^2\, l_{\text{ког}}}{E^2 L} \gtrsim \frac{m^2}{E^2}. \tag{2}$$

В веществах типа свинца условие (2) выполняется при энергиях частиц, превышающих несколько Тэв. Эффект двулучепреломления, рассмотренный в [5, 6] может наблюдаться при энергиях γ-квантов, превышающих несколько десятков Гэв. С ростом энергии γ-квантов сечение рождения пар убывает медленно, как $\omega^{-1/3}$. Поэтому при вычислении действительной части показателя преломления по формуле (1) важно знать поведение сечения рождения пар в области энергий γ-квантов, для которых выполняется условие (2), т. е. для которых в аморфном веществе или разориентированном кристалле был бы важен эффект Ландау — Померанчука.

При движении электрона вдоль кристаллографических плоскостей (осей) его столкновения с атомами коррелированы, а его движение описывается моделью усредненного потенциала V. Направление скорости электрона при движении изменяется в интервале $\Theta_L \sim \sqrt{\frac{eV_{\max}}{E}}$, e — величина заряда электрона. При интересующих нас энергиях γ — кванта и электрона $E \gg \frac{m^2}{eV_{\max}}$, $\Theta_L \gg \Theta_1$ и процесс рождения пар может быть описан на основе теории рождения пар в медленно меняющемся электромагнитном поле [7, 8]. Ее построение на примере магнитного поля, данное в [7, §§ 90, 91] переносится на случай электрического поля, перпендикулярного к импульсу электрона, заменой составляющей напряженности магнитного поля, перпендикулярной к импульсу электрона на напряженность электрического поля $-\nabla V$, создаваемую усредненным потенциалом V. В этом случае параметр $\varkappa = \frac{e|\nabla V|\omega}{m^3}$. В веществе с атомным номером и концентрацией атомов N $L = \frac{\ln(183 Z^{-1/3})}{4z^2e^2r_0^2 N}$, $r_0 = \frac{e^2}{m}$ (см. [1]), для потенциала плоскостей $|\nabla V| = 4\pi Nze^2 a$, $a = \frac{1}{e^2 m}$. Используя эти выражения, представим условие (2) в виде $\varkappa > 1/\varepsilon$, $\varepsilon = \xi z e^4$, $1 < \xi < 10$. Как видно, $\varepsilon \ll 1$, и многократное рассеяние может быть существенным, когда $\varkappa \gg 1$. В этом случае характерный угол вылет электрона и когерентная длина формирования пары отличаются от Θ и $l_{\text{ког}}$ и, как будет показано ниже, имеют вид:

$$\Theta_\varkappa = \frac{m}{E}\varkappa^{1/3},\ l_\varkappa = \frac{E}{m^2}\sqrt{\frac{E_1}{\omega}}\varkappa^{-2/3}. \tag{3}$$

Для основных энергий электрона $E \sim \omega\,\Theta_\varkappa = \Theta_1\varkappa^{1/3}$, $l_\varkappa = l_{\text{ког}}\varkappa^{-2/3}$, т. е. характерный угол в $\varkappa^{1/3}$ раз больше, а когерентная длина в $\varkappa^{2/3}$ раз меньше, чем в случае рождения пары на изолированном ядре. Длины $l_\varkappa$ недостаточно для того, чтобы многократное рассеяние отклонило электроны на углы, сравнимые с $\Theta_\varkappa$. Действительно, условие $\frac{E_k^2 l_\varkappa}{E^2 L} \geqslant \frac{m^2\varkappa^{2/3}}{E^2}$, аналогичное (2), с учетом использованных ранее оценок для L и $|\overline{\nabla} V|$ можно переписать в виде $\frac{4ze^2}{\ln(183\,z^{-1/3})} \geqslant \varkappa^{1/3}$, в котором очевидна его невыполнимость при $\varkappa \gg 1$. Таким образом, многократное рассеяние не может существенно повлиять на процесс рождения пар γ-квантом, движущимся в направлении, близком к параллельному кристаллографическим плоскостям (осям).

Более точно описать рассмотренный эффект, а также получить выражения (3) можно, исходя из выражения для вероятности рождения пары, электрон которой имеет энергию E и вылетает под углом Θ по отношению к импульсу γ-кванта в перпендикулярном к нему электрическом поле с напряженностью $|\overline{\nabla} V|$ (см. [7, формула (90.22); § 91]).

$$\frac{dw}{dE d\Theta} = -\frac{e^2E^2}{4\pi^2\omega}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\left(\frac{m^2}{EE_1} - \frac{E^2+E_1^2}{4E_1^2}(e\overline{\nabla} V)^2\right)\exp(i\varphi)\,d\tau, \tag{4}$$

$$\varphi = \frac{\tau\omega E}{2E_1}\left(\frac{m^2}{E^2} + \Theta^2 + \frac{\tau^2|e\overline{\nabla} V|^2}{12E^2}\right), \tag{5}$$

где τ — переменная интегрирования, играющая роль времени или длины формирования пары. Чтобы оценить влияние многократного рассеяния электрона на процесс рождения пары, будем считать (см. § 93 в [7]), что оно приводит к увеличению квадрата угла вылета электрона Θ^2 на величину среднего квадрата угла многократного рассеяния. Учтя таким образом многократное рассеяние, получим для показателя экспоненты (5):

$$\varphi = \left(ux + u^2\varepsilon + \frac{u^3}{3}\right),\ u = \frac{\tau}{2}\left(\frac{\omega|e\nabla V|^2}{EE_1}\right)^{1/3},\ x = \left(\frac{m^3\omega}{EE_1|e\overline{\nabla} V|}\right)^{2/3} + \frac{E^2\Theta^2}{m^2\varkappa^{2/3}}\left(\frac{\omega}{E_1}\right)^{2/3}. \tag{6}$$

Интеграл (4) формируется при $u \sim 1$, из этого условия получено выражение (3) для $l_\varkappa$. Величина интеграла (4) экспоненциально затухает при $x > 1$, поэтому область характерных углов вылета электрона определяется неравенством $x < 1$ (см. (3)). Член $u^2\varepsilon$ описывает влияние многократного рассеяния, при $u \sim 1$ $u^2\varepsilon \ll 1$, так как $\varepsilon \ll 1$, т. е. многократное рассеяние не оказывает существенного влияния на процесс рождения пар γ-квантом. Аналогичный вывод о несущественности многократного рассеяния справедлив и по отношению к излучению позитронов и электронов. Он остается в силе как для случая рождения пар, так и для случая излучения, если при своем движении в потенциале плоскостей (осей) электроны (позитроны) отклоняются на углы порядка или большие характерного угла $\Theta_\varkappa$. Эти условия выполняются, если углы падения первичных частиц на плоскости (оси) не превышают $\frac{eV_{\max}}{m\varkappa^{1/3}}$ для случая рождения пар и $\frac{eV_{\max}}{m\chi^{1/3}}$, $\chi = \frac{e|\overline{\nabla} V|\omega}{m^3}$ для случая излучения. Отметим, что при $\varkappa$, $\chi \gg 1$, $\frac{eV_{\max}}{m\chi^{1/3}} \gg \Theta_L$, $\frac{eV_{\max}}{m\varkappa^{1/3}} \gg \Theta_L$ и проводимое рассмотрение относится к излучающим и рождающимся частицам, движущимся в далеких надбарьерных по поперечной энергии состояниях.

Интенсивность излучения и рождения пар при указанных условиях может быть оценена по соответствующим формулам, полученным для случая однородного магнитного поля (см. формулы (90.27) и (91.12) в [7]). Аппроксимируя потенциал плоскостей параболой, а потенциал оси двумерным кулоновским потенциалом, получаем выражения для вероятностей рождения пары в плоскостном (пл) и осевом (ось) случаях:

$$w_{\text{пл}} = 4{,}1 \cdot 10^{-3} \left(\frac{V^2_{\max}}{d^2 \omega} \right)^{1/3}, \quad w_{\text{ось}} = 1{,}7 \cdot 10^{-2} \left(\frac{\overline{u^2}\, V^2_{max}}{\omega s^2} \right)^{1/3}, \quad \varkappa \gg 1, \quad (7)$$

где d — межплоскостное расстояние; $\overline{u^2}$ — средний квадрат амплитуды тепловых колебаний; s — площадь двумерной ячейки в осевом случае. Выражения для случая излучения неканалированной частицей могут быть получены заменой энергии γ-кванта ω на энергию частицы E. Как видно, интенсивности рождения пар и излучения убывают с ростом энергий частиц как $\omega^{-1/3}$ и $E^{-1/3}$ соответственно. В случае же проявления эффекта Ландау — Померанчука они убывают быстрее: как $\omega^{-1/2}$ и $E^{-1/2}$ [9]. Поэтому в случае падения на атомные плоскости в веществах типа свинца при E, $\omega = 10^6$ Гэв пробег легких частиц равен нескольким миллиметрам, в то время как в разориентированном кристалле или аморфном веществе он достигает 10—15 см [9]. Отсутствие эффекта Ландау — Померанчука при малых углах падения γ-квантов на кристаллографические плоскости оправдывает проведение в (1) интегрирования по области, соответствующей большим частотам. Обсудим теперь правомерность проведения интегрирования по области, соответствующей малым частотам. Несмотря на то, что при энергиях γ-кванта $\frac{m^3 d}{eV_{\max}} > \omega \gg \gg \frac{m^2}{eV_{\max}}$ рождаемые частицы изменяют при движении направление скоростей в интервале, значительно превышающем характеристический угол $\frac{m}{\omega}$, теория рождения пар еще не описывает явлений рождения пары, при которых рождающимся частицам передается поперечный импульс больший, чем $e|\overline{\nabla V}|\, l_{\text{ког}} \simeq m\varkappa < m$, который может быть передан им полем на длине когерентности. При движении γ-кванта на расстоянии x от атомной плоскости рождаемой им парой отдельному ядру может быть передан поперечный импульс $\sim \frac{1}{x}$. На расстоянии $\tilde{x}$ от плоскости, удовлетворяющем уравнению $\frac{1}{\tilde{x}} = \varkappa(\tilde{x})\, m$, проходит граница, разделяющая две области. В первой $\frac{1}{x} > e|\nabla V(x)|\, l_{\text{ког}}$ и усредненный потенциал не оказывает существенного влияния на рождение пар γ-квантом, которое происходит с передачей импульса отдельным ядрам и не зависит от поляризации γ-кванта. Во второй области $\frac{1}{x} < e|\nabla V(x)|\, l_{\text{ког}}$, действие усредненного потенциала плоскостей подавляет рождение пар с передачей поперечного импульса отдельным ядрам. Оно описывается теорией рождения пар в медленно меняющемся электромагнитном поле. Мы не будем решать уравнение $\frac{1}{\tilde{x}} = \varkappa(\tilde{x})\, m$ точно. Для нас достаточно знать, что при $\varkappa(u) > \frac{1}{mu}$ $(u = \sqrt{\overline{u^2}})$ во второй области оказываются участки с большой напряженностью поля (вблизи атомных плоскостей на расстоянии $\leqslant u$ потенциал сглажен из-за тепловых колебаний атомов), и рождение пар в кристалле происходит в основном без передачи импульса отдельным ядрам и описывается теорией рождения пар в медленно меняющемся электрическом поле, создаваемом усредненным потенциалом плоскостей. При $\varkappa(u) < \frac{1}{mu} \ll 1$ рождение пар в кристалле описывается подобным образом лишь в области 2, в которую уже не входят участки с максимальной напряженностью поля, попадающие в область 1, где рождение пар происходит с передачей импульса отдельным ядрам и не зависит от поляризации γ-кванта. Однако эти сложности не влияют на применимость соотношения (1). Связано это с тем, что в области $\varkappa(u) < \frac{1}{mu} \ll 1$ рождение пар в электрическом поле экспоненциально подавлено, и это дает возможность включить ее в интеграл (1) несмотря на то, что в ней модель непрерывного потенциала не описывает всей картины рождения пар. Таким образом, проведение интегрирования по всем частотам в (1) оправдано и поэтому для описания двулучепреломления γ-квантов высоких энергий в кристаллах могут быть использованы результаты теории рождения пар в однородном электромагнитном поле [7, 10], как это и делалось в [6].

Отметим, что при любых энергиях частиц вблизи атомных плоскостей (осей) существуют участки (область 1), в которой поле плоскостей (осей) мало и не оказывает существенного влияния на радиационные процессы, а в то же время многократное рассеяние гораздо интенсивнее, чем в аморфной среде. При пролете частиц достаточно высоких энергий через эти участки будет существенным эффект Ландау — Померанчука.

При энергиях электронов $E \lessapprox \frac{m^2}{eV_{\max}}$, при которых излучение не описывается формулами типа (4), (5), существует область малых частот, для которых многократное рассеяние существенно [2, 3]. Верхнюю границу этой области можно определить, следуя [7, § 93], отбросив в фазе (5), имеющей одинаковый вид для излучения и рождения пар, последний член и добавив к квадрату угла излучения Θ^2 квадрат угла многократного рассеяния.

В заключение обсудим еще одну особенность влияния многократного рассеяния на излучение и рождение пар частицами, движущимися в направлениях, близких к направлению плоскостей (осей) кристалла. Рассмотрим случай падения электронов на семейство атомных осей под углом Θ таким, что формирование излучаемых γ-квантов происходит за время пролета излучающего электрона вблизи многих цепочек. Для этого угол Θ должен удовлетворять условиям

$$\Theta\, l_{\text{ког}} \gg d,\quad \Theta > \frac{eV_{\max}}{m} \tag{8}$$

(d — расстояние между ближайшими цепочками). Второе неравенство обеспечивает малость угла рассеяния на одной цепочке по сравнению с характерным углом излучения. Будем рассматривать основные частоты излучения $\omega \sim E$. Тогда из первого условия (8) следует, что $E \gg \frac{dm^2}{\Theta}$. В дальнейшем нас будут интересовать минимально возможные углы падения электронов на атомные оси $\Theta = \frac{\zeta e V_{\max}}{m}$, $2 < \zeta < 3$. В этом случае $E \gg \frac{dm^3}{eV_{\max}}$. При столь высоких энергиях электронов ($E \gg 100$ Гэв для W) $\Theta \gg \Theta_L \gg \frac{m}{E}$. Если ориентация кристалла произвольна (при фиксированном направлении выбранной кристаллографической оси) излучающий электрон будет испытывать многократное рассеяние на цепочках атомов, которое и определит характеристики его излучения. Будем называть плоскостью падения электрона плоскость, проходящую через импульс падающей частицы и выбранную кристаллографическую ось. Средний квадрат угла многократного рассеяния в направлении, перпендикулярном к этой плоскости на длине l, дается выражением (см. [11]): $\overline{\Theta_1^2} = \frac{4\pi^2 z^{5/3} e^2 N l \Theta}{mE^2 a}$ (a — расстояние между ближайшими атомами на выбранной оси) и может в десятки раз превышать средний квадрат угла многократного рассеяния в аморфной среде, поэтому и эффект Ландау — Померанчука начинает проявляться с меньших (в W на порядок) энергий электронов. Рассеяние на потенциалах цепочек сохраняет величину проекции импульса частицы на плоскость, перпендикулярную к осям. Отклонение проекции импульса от первоначального направления на малый угол $\frac{\sqrt{\overline{\Theta_\perp^2}}}{\Theta}$ ведет к малому отклонению электрона от первоначального направления в плоскости падения $\frac{\overline{\Theta_\perp^2}}{2\Theta} \ll \sqrt{\overline{\Theta_\perp^2}}$. К отклонению от первоначального направления движения в плоскости падения приводит и обычное кулоновское рассеяние на атомах, составляющих цепочки, при прохождении частиц на расстояниях $\leqslant u$ от них (при прохождении на бо́льших расстояниях происходит уже учтенное рассеяние на усредненном потенциале цепочек). Интенсивность этого процесса рассеяния может быть оценена, исходя из результатов теории многократного кулоновского рассеяния, если заменить в ней минимальный угол рассеяния на отдельном атоме $\frac{1}{ER_{ат}}$ на $\frac{1}{EU}$. Как видно из формул (17.9) — (17.13) из [1]. Это приводит к уменьшению интенсивности многократного рассеяния в $\ln(R_{ат}/R_{яд})/\ln(u/R_{яд}) \sim 3—5$ раз по сравнению со случаем аморфной среды. Итак, мы убедились, что многократное рассеяние в плоскости падения гораздо менее интенсивно, чем в направлении, перпендикулярном к ней. Во время формирования излучаемого γ-кванта излучающий электрон будет испытывать более мощные толчки (ускорения) в этом направлении, что, очевидно, приведет к тому, что излучение его будет линейно поляризовано в направлении, перпендикулярном плоскости падения.

Асимметрия многократного рассеяния, очевидно, скажется и на явлении рождения пар γ-квантами высоких ($\omega \geqslant 100$ Гэв в W) энергий. Она приведет к новым (отличным от обсуждающихся в [5, 6] и в [12]) эффектам дихроизма и двулучепреломления.

В заключение автор выражает признательность В. Г. Барышевскому и А. О. Грубичу за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Микаэлян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях.— Ереван, 1969, с. 153.
2. Baryshevskii V. G., Grubich A. O., Dubouskaya I. Ya.—Phys. stat. sol. (b), 1978, v. 88, p. 351.
3. Насонов Н. Н., Шульга Н. Ф.— УФЖ, 1982, т. 27, № 5, с. 789.
4. Бонч-Осмоловский А. Г., Подгорецкий М. И.— Ядерная физика, 1979, т. 29, № 2, с. 432.
5. Барышевский В. Г.— Труды 14-й Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1978, с. 158.
6. Барышевский В. Г., Тихомиров В. В.—ЖТФ, 1982, т. 52, вып. 7, с. 1976.
7. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика.— М., 1980, с. 419, 452.
8. Ритус В. И., Никитов А. И.— Труды ФИАН, 1979, т. 111.
9. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я.— Докл. АН СССР, 1953, т. 92, № 3, с. 535; № 4, с. 735.
10. Нарожный Н. Б.— ЖЭТФ, 1968, т. 55, вып. 28, с. 715.
11. Фомин С. П., Шульга Н. Ф. Препринт ХФТИ АН УССР 79—42, 1979.
12. Cabibbo N. et al.— Phys. Rev. Lett., 1962, v. 9, 270, p. 435.

Поступила в редакцию
20.09.82.

Кафедра ядерной физики